Série A, N° 2173
N° d'ordre :
2044

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MADELEINE CHENOT
Agrégée de l'Université,
Professeur-Adjoint à l'École Normale Supérieure de Sèvres.

1re **THÈSE.** — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE.

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 31 Mai 1947 devant la Commission d'examen.

MM. PAUTHENIER..... *Président.*
ROCARD..... } *Examinateurs.*
LAPORTE..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT GERMAIN

1947

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du Candidat : **CHENOT.**
Prénoms : **Madeleine, Simone.**

Date de la soutenance : 31 mai 1947.
Numéro d'ordre : 2044. *Série A, n° 2173.*

CHENOT (Madeleine). — Recherches expérimentales sur la décharge en haute fréquence. — *Paris,* Masson, 1947. In-8°, 103 p., 40 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2173, N° 2044.

CHENOT (Madeleine). — Recherches expérimentales sur la décharge en haute fréquence. — *Paris,* Masson, 1947. In-8°, 103 p., 40 fig.

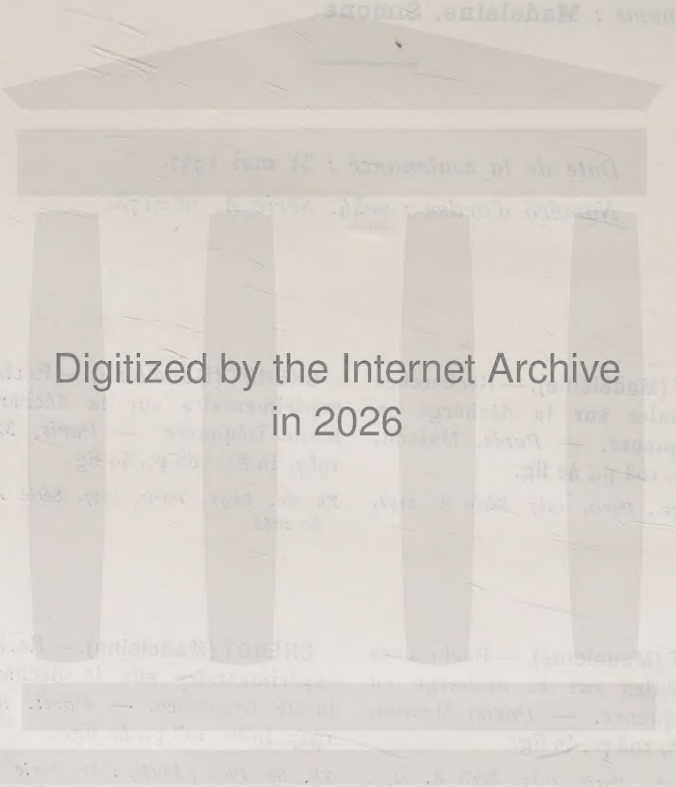
Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2173, N° 2044.

CHENOT (Madeleine). — Recherches expérimentales sur la décharge en haute fréquence. — *Paris,* Masson, 1947. In-8°, 103 p., 40 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2173, N° 2044.

CHENOT (Madeleine). — Recherches expérimentales sur la décharge en haute fréquence. — *Paris,* Masson, 1947. In-8°, 103 p., 40 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2173, N° 2044.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549220_0072

Série A, n° 2173
N° d'ordre :
2044

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MADELEINE CHENOT
Agrégée de l'Université,
Professeur-Adjoint à l'Ecole Normale Supérieure de Sèvres.

1re **THÈSE**. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE.

2e **THÈSE**. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 31 Mai 1947 devant la Commission d'examen.

MM. PAUTHENIER..... *Président.*
ROCARD..... } *Examinateurs.*
LAPORTE..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1947

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. J. CABANNES.

PROFESSEURS

P. MONTEL.....	† Théorie des fonctions.
L. BLARINGHEM ..	† Botanique.
G. JULIA.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
C. MAUGUIN.....	† Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY.	† Petrographie.
A. DENJOY.....	† Théorie des fonctions.
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS.....	† Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE.....	† Electronique et Radioactivité.
M. JAVILLIER	† Chimie biologique.
Robert LÉVY	† Physiologie comparée.
Henri VILLAT.....	† Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB.....	† Géologie.
P. PASCAL.....	† Chimie générale.
M. FRÉCHET.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.
E. ESCLANGON....	† Astronomie.
Mme RAMART-LUCAS.	† Chimie organique.
H. BÉGHIN	† Mécanique physique et expérimentale.
FOCH	† Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER.....	† Electrotechnique générale.
DE BROGLIE.....	† Théories physiques.
CHRÉTIEN..... .	Optique appliquée.
JOB.....	† Chimie générale.
PRENANT	† Anatomie et Histologie comparées.
VILLEY	† Mécanique appliquée.
COMBES..... ..	† Physiologie végétale.
GARNIER.....	† Application de l'analyse à la géométrie.
PÉRÈS.....	† Mécanique rationnelle.
HACKSPILL.....	† Chimie minérale.
LAUGIER.....	† Physiologie générale.
TOUSSAINT.....	† Technique Aéronautique.
M. CURIE.....	† Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD.....	† Hautes températures.
CHAZY.....	† Mécanique analytique.
H. GAULT...	† Chimie appliquée.
CROZE	† Physique théorique et Physique céleste.
DUPONT.....	† Théories chimiques.
LANQUINE.....	† Géologie structurale et géologie appliquée.
VALIRON	† Calcul différentiel et Calcul intégral.
BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
F. PERRIN.....	Théories physiques.
VAVON.....	† Analyse et mesures chimiques.
G. DARMOIS.....	† Mathématiques générales.
CHATTON.....	† Biologie maritime.
AUBEL.....	† Chimie biologique.
Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
Mme JOLIOT-CURIE.	† Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL.....	† Botanique.
CABANNES.....	† Recherches physiques.
GRASSÉ.....	† Zoologie. Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST.....	Chimie organique.
BOULIGAND	† Application de l'analyse à la géométrie.
CHAUDRON.....	† Chimie.
WYART.....	Minéralogie.
TEISSIER.....	† Zoologie.
MANGENOT.....	† Biologie végétale.
P. AUGER.....	† Physique quantique et relativité.
MONNIER	Physiologie générale.
PIVETEAU.....	Géologie.
ROCARD.....	† Physique.
H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
SCHAEFFER.....	† Physiologie des fonctions.
LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
LERAY.....	Mécanique théorique des fluides.
FAVART.....	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.
COULOMB.....	† Physique du Globe.
Mlle COUSIN	Biologie animale (P. C. B.).
A. CHRÉTIEN.....	Analyse et mesures chimiques.
P. DRACH	Evolution des êtres organisés.
CHATELET.....	† Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI.....	† Génétique.
WURMSER	† Biologie physico-chimique
KASTLER.....	Physique.
RIVIÈRE.....	Géologie (P. C. B.)
BAUER.....	† Chimie-Physique.

Secrétaire..... CH. MONIER

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

A LA MÉMOIRE DE MES PARENTS

« Nous ne nous reverrons peut-être plus...
« Je crois que c'est vers la carrière de l'enseignement que j'aurais essayé d'orienter Madeleine, et j'aurais souhaité qu'elle parvînt à l'enseignement supérieur ».

Lettre écrite par mon père, le Commandant Chenot, en août 1914, alors que ma mère et moi avions quitté Verdun pour les Ardennes, bientôt envahies par les troupes allemandes.

A MES MAITRES
DE L'ECOLE DE SÈVRES

A MONSIEUR C. GUTTON

Respectueux hommage
de profonde reconnaissance.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE

Par Madeleine CHENOT
Agrégée de l'Université, Professeur-Adjoint à l'Ecole Normale Supérieure de Sèvres.

INTRODUCTION

Les décharges lumineuses excitées dans les gaz raréfiés par les courants de haute fréquence ont donné lieu à de nombreuses recherches. Les résultats obtenus ont permis de distinguer deux types de décharges correspondant à deux modes d'excitation ; dans la décharge dite « électrostatique », l'ionisation du gaz est due à un champ électrique alternatif produit par des charges développées sur des électrodes intérieures ou extérieures, ou portées par les spires d'un solénoïde parcouru par un courant de haute fréquence ; dans la décharge « induite », l'illumination du gaz est provoquée par l'action du champ électrique induit dû aux variations du champ magnétique à l'intérieur du solénoïde excitateur. F. Esclangon (1) ([1]) a précisé dans sa thèse les conditions de ces deux genres de décharges ; un bref historique des recherches d'autres auteurs se trouve au début de son mémoire.

Les expériences que je décrirai ne concernent que la décharge électrostatique dans des tubes pourvus ou non d'électrodes. Dans un exposé remarquable, K. K. Darrow (2) a présenté en 1933 l'ensemble des travaux réalisés à cette époque et relatifs au sujet ainsi limité. La question a fait peu de progrès malgré les recherches plus récentes. Je ne citerai ici que les mémoires auxquels mon travail se rattache directement ; avant de les examiner, quelques observations générales sont nécessaires.

Si l'on compare les phénomènes en haute fréquence aux phénomènes sous tension continue, on constate peu de différences tant que la fréquence est inférieure à un mégacycle par seconde ; au delà, des variations apparaissent qu'il est difficile de systématiser. Le problème est beaucoup plus complexe qu'avec les tensions continues, car s'il inter-

([1]) Les numéros entre parenthèses renvoient à la bibliographie.

vient évidemment deux variables indépendantes, pression du gaz et fréquence de l'excitation, il semble important en haute fréquence d'insister sur le rôle d'autres facteurs, longueur du tube et dimensions des électrodes, dont on s'occupe relativement peu sous tension continue ; la longueur du tube n'intervient plus de façon simple aux fréquences élevées par suite de l'existence de phénomènes de résonance dus à une propagation par ondes des oscillations des électrons le long du tube ; les positions et les dimensions des électrodes, pour un tube de longueur donnée, par le fait qu'elles modifient la distribution du champ, favorisent ou contrarient cette propagation. Il n'est donc pas étonnant d'éprouver quelques difficultés lorsqu'on essaie de déduire des règles générales de la comparaison des différentes expériences ; les mesures d'un auteur se rapportent souvent à un domaine de conditions expérimentales trop restreint et les résultats fragmentaires ne se raccordent pas.

Certains résultats, valables dans un domaine déterminé, sont cependant de grande importance. Ainsi, aux pressions de l'ordre de quelques millimètres de mercure, pour des fréquences de quelques mégacycles par seconde, les recherches de J. S. Townsend et de ses collaborateurs (3) ont montré l'analogie qui existe entre la colonne uniforme de la décharge en haute fréquence et la colonne positive de la décharge sous tension continue ; en particulier, la différence de potentiel nécessaire pour entretenir la décharge est une fonction linéaire de la distance entre les électrodes ; le champ oscillant $E = E_0 \sin \omega t$ parallèle à l'axe garde donc une amplitude constante le long de la colonne uniforme ; ce champ moyen est indépendant de l'intensité du courant dans de larges limites et de la fréquence de l'oscillation. De ces propriétés, Townsend a déduit que les électrons se comportent dans un champ alternatif comme ils le feraient dans un champ constant ayant pour intensité la valeur moyenne du champ de haute fréquence $2E_0/\pi$ relative à une demi-période. De plus l'indépendance du champ et du courant conduit à admettre que les recombinaisons entre ions positifs et électrons sont rares et que les pertes d'électrons ont lieu principalement par diffusion vers la paroi du tube.

L'emploi d'oscillations correspondant à des longueurs d'onde de quelques mètres a permis à C. Gutton (4) et à Wood (5) d'obtenir des décharges à des pressions extrêmement faibles, dans des conditions où les résultats de Townsend ne sont plus applicables ; par exemple, la notion de mobilité des électrons et des ions qui intervient dans les calculs de Townsend n'est plus valable à ces pressions très basses.

En dehors de recherches sur quelques aspects particuliers du problème, la plupart des auteurs se sont contentés de faire des mesures du potentiel explosif ou du potentiel d'entretien à intensité de courant constante en fonction de la pression du gaz et de la fréquence de l'excitation. De telles mesures ont été faites par Hulburt (6), C. Gutton (4),

Kirchner (7), Hiedemann (8), Brasefield (9), Rohde (10). De façon générale, les courbes de variation du potentiel à fréquence constante ont l'allure connue de la courbe de Paschen ; mais une comparaison plus poussée est difficile, car les conditions expérimentales et les valeurs numériques sont différentes dans ces diverses mesures. Aussi je n'essaierai pas de résumer ici ces mémoires, me réservant d'en rappeler certains résultats au cours de mon exposé.

Pour découvrir l'allure générale des phénomènes, il était indispensable d'étendre le champ des investigations. Les premiers réseaux de courbes se rapportant à des variations de pression importantes, aussi bien qu'à des fréquences très diverses, ont été publiés par C. et H. Gutton (11, 12), à la suite d'expériences sur des décharges dans des tubes munis d'électrodes extérieures planes collées sur les extrémités du tube. Pour la première fois, ils mettent en évidence des variations brusques du potentiel explosif de l'hydrogène qui se produisent, pour une fréquence donnée, à une pression bien déterminée. Aux pressions faibles, la présence de vapeur de mercure modifie les phénomènes par rapport à ce qu'ils sont dans l'hydrogène pur, ainsi qu'il résulte des mesures comparatives de R. Zouckermann (13) et de mes expériences ; mais aux pressions plus élevées, elle ne change guère la valeur du potentiel explosif ; même si les valeurs numériques sont un peu altérées, l'allure générale des résultats demeure exacte. Ces réseaux de courbes tracés pour des tubes de longueurs variées montrent également l'influence de la longueur du tube : aux différentes fréquences, on note un déplacement des courbes vers les pressions plus faibles à mesure que la longueur du tube augmente.

Les variations brusques du potentiel explosif sont difficiles à interpréter. H. Gutton (12) a tenté de les expliquer par un phénomène de résonance électronique ; d'autres expériences l'avaient conduit à admettre, conformément à la théorie des diélectriques de Lorentz, l'existence d'une période propre des électrons d'un gaz ionisé, sous l'action de forces analogues à des forces élastiques résultant des actions électriques mutuelles des ions et des électrons. Il a paru préférable dans la suite d'attribuer les phénomènes observés aux périodes propres du volume total de gaz ionisé. De toute façon, l'existence de périodes propres du gaz ionisé ou des électrons, étudiée théoriquement par Tonks et Langmuir (14), amenait à concevoir la possibilité d'un phénomène de résonance lorsque la période des oscillations imposées coïncidait avec la période propre du gaz ; l'inversion de phase du mouvement des particules électrisées par rapport au champ excitateur lors du passage par la résonance changeait la distribution des charges spatiales, modifiait la constante diélectrique du gaz ionisé et pouvait expliquer les brusques variations du potentiel explosif.

Ce genre d'interprétation a été contesté par Gill et Donaldson (15) qui ont produit des caractéristiques (potentiel explosif-pression) pré-

sentant deux minima lorsque la décharge est excitée dans un tube dans le sens perpendiculaire à l'axe du tube ; le minimum à la pression la plus élevée est d'ailleurs précédé d'une variation brusque du potentiel. Gill et Donaldson qui adoptent les théories de Townsend, ont proposé une explication basée sur le fait qu'un plus grand nombre d'électrons frappent la paroi du tube lorsqu'ils se déplacent suivant un diamètre au lieu de se mouvoir dans la direction de l'axe du tube ; dans des conditions déterminées de pression et de fréquence, les pertes en électrons à la paroi deviennent si importantes dans la décharge transversale que la formation de nouveaux électrons en nombre suffisant pour compenser les pertes exige un accroissement rapide des phénomènes d'ionisation, accroissement lié à la variation de la différence de potentiel nécessaire pour exciter la décharge. Je reviendrai sur cette interprétation dans la seconde partie de mon travail.

Un article plus récent de J. Thomson (16) contient un réseau de courbes analogue à celui publié par Gill et Donaldson, mais moins étendu. Enfin Zouckermann (13) a fait des mesures du potentiel explosif de l'hydrogène sans observer de variation brusque du potentiel ; cette question sera également reprise dans la suite.

J'avais eu l'occasion d'entreprendre en 1930, à l'Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Nancy, des mesures sur la décharge en haute fréquence. Des irrégularités dans l'aspect lumineux du tube, régions plus sombres et zones plus brillantes, ont attiré mon attention ; j'ai constaté qu'elles étaient provoquées par des variations de la distance entre l'oscillateur et le résonateur relié au tube à décharge qui était ainsi excité plus ou moins fortement, et qu'elles se reproduisaient fidèlement lorsqu'on remettait le tube dans certaines positions. Une étude plus serrée m'a permis de découvrir que ces aspects lumineux traduisaient l'existence de systèmes d'ondes stationnaires dans le gaz ionisé ; elle fera l'objet de la première partie de ce mémoire.

Une conséquence logique de l'établissement de tels systèmes d'ondes stationnaires est l'existence de fréquences propres pour la colonne de gaz ionisé, ce qui me ramenait à envisager des effets de résonance, avec des répercussions certaines sur les conditions d'entretien ou d'excitation des décharges. J'ai donc repris des mesures du potentiel explosif ; les résultats obtenus seront exposés dans la seconde partie de ce mémoire ; ils établissent un lien entre des mesures qui paraissaient jusqu'à présent discordantes et font ressortir l'importance de certains facteurs qui étaient souvent négligés ; je souhaite vivement qu'ils aident un peu à la compréhension de phénomènes encore très obscurs.

Le travail commencé à Nancy a été poursuivi de 1932 à 1936 au Laboratoire National de Radioélectricité à Paris, puis continué à l'Ecole Normale Supérieure de Sèvres.

Le désir de consacrer à la recherche les heures de liberté que me laisserait l'enseignement est né lorsque, élève à Sèvres, j'écoutais les belles conférences de Physique de Jean Perrin et de Paul Langevin. C'est avec émotion que j'exprime ici ma vive reconnaissance envers ces maîtres qui ont éveillé mon enthousiasme.

M. C. Gutton, après m'avoir accueillie à Nancy, a continué à guider mes recherches à Paris, au Laboratoire National de Radioélectricité qu'il dirigeait ; je suis heureuse de lui adresser l'expression de ma profonde gratitude pour la grande bienveillance avec laquelle il a suivi mon travail et les excellents conseils qu'il m'a toujours donnés. Je tiens à rappeler aussi la mémoire du Général Ferrié ; l'intérêt qu'il portait à mes premières recherches a été pour moi un précieux stimulant. Je désire remercier vivement M. A. Cotton, professeur honoraire à la Sorbonne, et Mme Cotton, directrice honoraire de l'Ecole de Sèvres, qui ont sans cesse soutenu et encouragé mon effort.

Je ne dois pas oublier l'aide efficace que m'a apportée le Centre National de la Recherche Scientifique, qui m'a donné des crédits pour l'achat de certains appareils et accordé la collaboration d'une aide technique. Ce travail a pu ainsi être terminé au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de la rue d'Ulm, où le Laboratoire de Sèvres a reçu l'hospitalité en octobre 1940, grâce à l'appui bienveillant de M. G. Bruhat dont je salue respectueusement la mémoire.

Je remercie enfin tous ceux qui ont participé à la préparation et à la réalisation des expériences dans les différents laboratoires où j'ai successivement travaillé.

PREMIÈRE PARTIE

PHÉNOMÈNES DE PROPAGATION DANS LES GAZ IONISÉS PAR LES DÉCHARGES DE HAUTE FRÉQUENCE

CHAPITRE PREMIER

Décharge dans un tube sans électrodes.

Dispositif expérimental. — La décharge est excitée dans un tube de verre fermé à ses deux extrémités et muni d'une tubulure latérale qui le relie à la canalisation de vide. Ce tube est vidé au moyen d'une pompe à diffusion à vapeur de mercure précédée d'une pompe à vide préliminaire ; un tube d'anhydride phosphorique assure la dessiccation du gaz utilisé.

L'appareil peut être rempli d'air ou d'un autre gaz ; un osmorégulateur de Villard permet l'introduction d'hydrogène ; un petit ballon fixé sur la canalisation contient du permanganate de potassium qui, légèrement chauffé, fournit un dégagement d'oxygène. La pression du gaz introduit peut être mesurée à l'aide d'une jauge Dunoyer à quatre sensibilités. Un piège à air liquide intercalé au voisinage immédiat du tube à décharges arrête la vapeur de mercure provenant de la jauge.

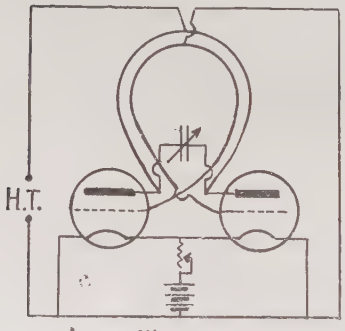


Fig. 1.

L'excitation de la décharge est réalisée par un oscillateur à deux lampes triodes du modèle Métal E 4 montées de façon symétrique, selon le schéma de la figure 1. Les fréquences utilisées dans ce premier groupe d'expériences correspondent à des longueurs d'onde inférieures à 10 m. ; elles sont mesurées à l'aide d'un système de fils de Lecher. La tension de plaque est de 1 200 volts environ ; différentes intensités d'excitation sont obtenues en modifiant le chauffage des triodes. En approchant une des extrémités du tube à

décharges de l'une des triodes de l'oscillateur, le gaz suffisamment raréfié s'illumine.

Description de la décharge. — 1) *Aspect de la décharge dans l'hydrogène* (17). — Un tube de 50 cm. de longueur et de 1,8 cm. de diamètre intérieur, rempli d'hydrogène sous une pression de quelques millièmes de millimètre de mercure, est excité dans ces conditions par un oscillateur de longueur d'onde 3.40 m. Pour un faible chauffage des triodes, le gaz s'illumine dans la partie du tube voisine de l'oscillateur : si l'on augmente alors lentement l'amplitude des oscillations, on voit la luminosité s'étendre le long du tube et sa brillance diminue progressivement à partir de l'extrémité excitée ; mais dès que la lueur atteint l'extrémité éloignée de l'oscillateur, il suffit d'un très faible accroissement d'amplitude pour que la décharge se divise en une suite de fuseaux brillants séparés par des régions sombres. Ces fuseaux sont à peu près de longueurs égales et leur aspect suggère celui d'un système d'ondes stationnaires. Si les filaments des triodes sont plus chauffés, le système obtenu fait place à un système de fuseaux plus longs, d'autant plus longs que la décharge est plus intense ; le passage d'une longueur à une autre se produit d'une façon discontinue pour un très faible changement du chauffage. J'ai ainsi obtenu des fuseaux dont les longueurs étaient comprises entre 5 cm. et 15 cm. L'approche de la main suffit parfois à modifier la distribution des fuseaux. Lorsque la pression du gaz varie, on voit apparaître les fuseaux pour des pressions de quelques centièmes de millimètre de mercure, mais ils ne deviennent très nets qu'à des pressions plus faibles. Pour des longueurs d'onde 2,87 m., 6,71 m., 9,45 m., on retrouve le même aspect ; mais il devient cependant d'autant plus difficile d'obtenir des fuseaux courts que la fréquence est plus petite (voir § 6). Deux tubes dont les longueurs étaient respectivement de 31 cm. et 74 cm. et les diamètres correspondants de 2,2 cm. et 1,3 cm., donnaient des aspects analogues de la décharge (1). Dans le tube de 74 cm., on pouvait déplacer à l'aide d'un aimant une petite tige de fer portant une rondelle de mica qui limitait à volonté la longueur de la colonne lumineuse. Dans d'autres essais, le mica était remplacé par un disque d'aluminium ou de cuivre, ce qui ne modifie pas la décharge.

Cette forme remarquable de la décharge en haute fréquence rappelle l'aspect classique d'une corde vibrante dans les expériences de Melde ; la corde excitée sur une fréquence constante se divise en fuseaux plus ou moins longs suivant la valeur de la tension appliquée. C'est l'hypothèse de l'existence d'un système analogue d'ondes stationnaires dans

(1) Depuis ces premières expériences, j'ai essayé des tubes de dimensions très variées qui ont toujours donné les mêmes résultats.

le tube qui m'a amenée à rechercher l'action possible de cette décharge sur un résonateur de Hertz.

2) *Action sur un résonateur de Hertz.* — Le résonateur est constitué par un cadre en fil de cuivre, coupé par un très petit condensateur variable C ; une petite lampe à incandescence *l* est intercalée sur le cadre à l'opposé du condensateur. Le résonateur est accordé sur la fréquence de l'oscillateur. Lorsqu'on le déplace le long du tube, à une distance convenable pour ne pas perturber la décharge, on observe exactement les mêmes effets que le long d'un fil métallique qui serait le siège d'ondes stationnaires de courant dont l'internœud serait de longueur égale à celle des fuseaux lumineux. En effet, si le plan du résonateur est normal au tube (fig. 2*a*), la lampe du résonateur s'allume au maximum lorsque ce plan coïncide avec un espace sombre ; si, au contraire, le résonateur est dans un plan parallèle à l'axe du tube (fig. 2*b*), la lampe s'allume lorsque le plan de symétrie du résonateur passe par le milieu du fuseau ; les ventres de courant correspondent donc au milieu des fuseaux, les nœuds aux espaces sombres qui les séparent.

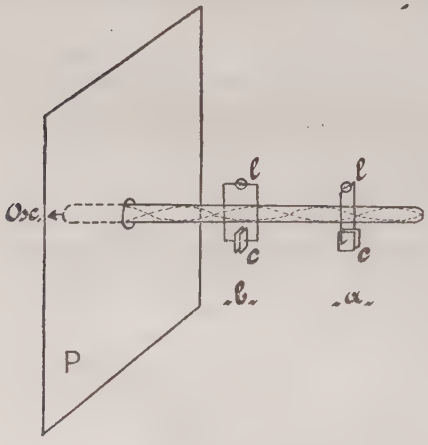


Fig. 2.

Afin de n'être pas gêné par l'action directe de l'oscillateur sur le résonateur, il est bon de faire passer le tube à travers un trou percé dans une large plaque métallique P servant d'écran et d'observer le système d'ondes stationnaires le long de la partie du tube qui dépasse du côté opposé à l'oscillateur. On vérifie aisément l'efficacité de l'écran ; pour cela, on règle le chauffage des triodes pour que le tube s'illumine facilement ; on écarte l'oscillateur de manière à éteindre la décharge et on le place de façon que l'une des cornes des lampes soit à 1 ou 2 cm. de l'extrémité du tube ; la lampe du résonateur déplacé de l'autre côté de l'écran ne s'allume pas ; on rapproche alors l'oscillateur au contact du tube qui s'illumine ; ce déplacement minime n'entraîne pas de changement notable dans l'action directe de l'oscillateur sur la partie du tube où l'on observe la décharge ; les variations d'éclat de la lampe du résonateur proviennent bien de l'action des fuseaux de la décharge.

Cette expérience montre qu'il se produit une propagation par ondes le long du tube à partir de l'extrémité excitée et une réflexion à l'autre extrémité. Il faut imaginer que les particules électrisées du gaz ionisé

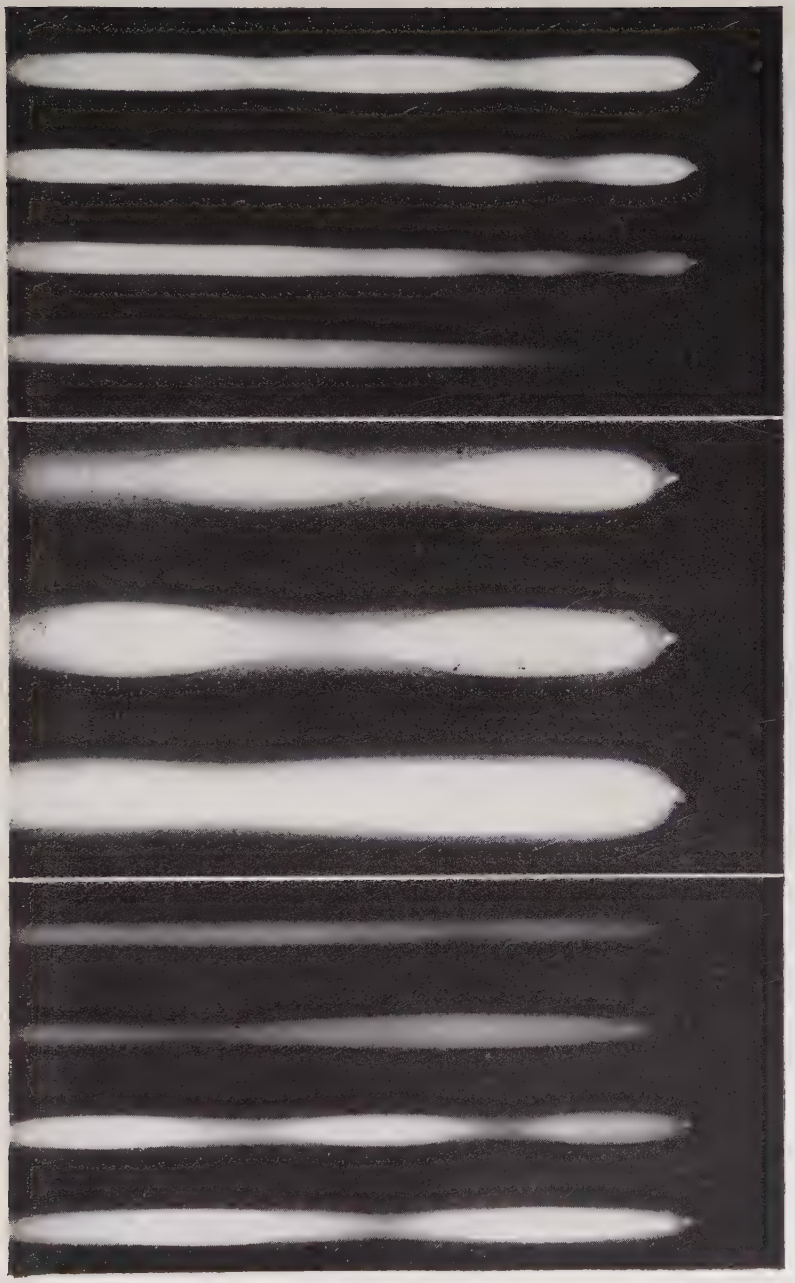


Fig. 3.

Masson et Cie, Éditeurs

se mettent à osciller sous l'action du champ électrique intense au voisinage des cornes des lampes ; leurs déplacements entraînent des variations du nombre de particules par centimètre cube dans la région excitée et, par suite, une action sur les particules voisines qui se déplacent à leur tour ; la nature de cette action est difficile à élucider, ainsi que nous le verrons dans le chapitre III.

Mais en dehors de toute théorie du mécanisme de propagation, on voit que les mouvements des particules suivant l'axe du tube correspondent à une distribution du courant de convection dans le tube qui dépend de la répartition des vitesses oscillatoires et des charges spatiales. Aux très hautes fréquences, nous pouvons supposer les ions positifs immobiles et admettre que seuls les électrons obéissent au champ alternatif. Dans un système d'ondes stationnaires planes, les ventres de vitesse des particules coïncident avec les nœuds de la condensation et réciproquement. Si l'élongation ξ des particules reste toujours faible et la dérivée $\partial\xi/\partial x$ petite par rapport à l'unité, les variations de la densité électronique sont elles-mêmes petites et, en première approximation, le courant de convection en un point est en phase avec la vitesse oscillatoire en ce point. Les ventres de déplacement et de vitesse correspondent donc aux ventres de courant ; ce sont également les régions où l'énergie cinétique des particules est la plus grande et les effets lumineux les plus intenses.

Il convient de signaler ici que des observations un peu antérieures de Wood (5) se rapportent certainement à des phénomènes du genre de ceux que je décris ici ; dans un de ses mémoires Wood remarque en effet que l'aspect de la décharge aux très basses pressions et sur des longueurs d'onde de quelques mètres rappelle celui d'ondes stationnaires ; mais il se borne à une comparaison des formes et pense que l'explication du phénomène doit être cherchée dans les théories de Langmuir sur les oscillations des gaz ionisés.

3) *Vitesses de propagation.* — Le résonateur étant accordé sur la fréquence de l'oscillateur, la fréquence du phénomène vibratoire dans le tube est égale à la fréquence ν de l'excitation. La mesure de la longueur des fuseaux lumineux donne la valeur de la longueur d'onde λ_g dans la décharge. Les valeurs des vitesses de propagation v s'en déduisent immédiatement par la formule $v = \lambda_g \nu$; pour les diverses longueurs de fuseaux observées, les vitesses de propagation sont comprises entre 2,5 et 9,5 centièmes de la vitesse de la lumière qui est également celle des ondes électromagnétiques le long des fils de Lecher ; elles sont grandes par rapport aux vitesses du son dans les différents gaz et nous verrons qu'il faut les attribuer à la propagation des oscillations de particules de faible masse, c'est-à-dire d'électrons.

4) *Deux genres de réflexion* (18). — Lorsque la réflexion de l'onde se produit sur une paroi rigide : verre, mica, aluminium, cuivre, il existe toujours contre la paroi un espace sombre correspondant à un nœud de courant. Mais lorsque le tube est ouvert à l'extrémité dans un

ballon de grande capacité, on constate qu'une réflexion se produit dans la région de raccord du tube et du ballon ; le dernier fuseau lumineux est tronqué vers le milieu de manière à présenter une région brillante, donc un ventre de courant, à l'extrémité de la partie cylindrique du tube. On retrouve comme en acoustique les réflexions avec ou sans changement de signe, et ces expériences s'accordent bien avec l'idée de la propagation d'un mouvement oscillatoire des particules électrisées. En particulier, le fait que la nature isolante ou conductrice de la surface sur laquelle se produit la réflexion n'intervient pas élimine la possibilité de la réflexion d'une onde électromagnétique.

5) *Influence de la nature du gaz.* — Tous les gaz utilisés, air, hydrogène, oxygène, gaz carbonique, vapeur de mercure, ont donné des effets analogues, les décharges ne différant que par l'intensité de l'excitation nécessaire pour les produire.

Par exemple, dans les conditions de pression les plus favorables, la décharge est plus difficile à exciter dans l'hydrogène que dans la vapeur de mercure. Ainsi dans un tube de longueur 83 cm., de diamètre 1,6 cm., une excitation suffisante pour obtenir l'illumination complète du tube contenant de la vapeur de mercure, ne permet qu'une illumination partielle du tube renfermant de l'hydrogène. Avec le gaz carbonique, la décharge s'étend un peu plus loin que dans l'hydrogène, mais n'atteint pas l'extrémité du tube.

6) *Observations sur les plasmoïdes* (19). — Dans l'hydrogène, la décharge a une couleur rose et le passage des régions brillantes aux espaces sombres se fait graduellement. Mais, en l'absence d'air liquide autour du piège placé sur la canalisation de vide, l'hydrogène est mélangé de vapeur de mercure sous la pression de saturation à la température ordinaire, soit environ $\frac{1}{1000}$ mm. de mercure; la couleur est alors bleu clair et, au centre des internœuds du système d'ondes stationnaires, on observe souvent un noyau ovoïde, brillant, à contour défini; le reste de l'espace occupé par l'internœud est beaucoup moins lumineux. Ces noyaux se retrouvent dans l'air, le gaz carbonique et les mélanges d'oxygène et d'hydrogène. Des formations analogues avaient déjà été observées par Wood (5) qui leur avait donné le nom de « plasmoïdes », dérivé des théories de Langmuir sur les plasmas. Wood indique que les phénomènes sont particulièrement brillants avec l'oxygène; j'ai donc utilisé ce gaz et j'ai obtenu de façon constante les taches lumineuses qui, dans d'autres gaz, ne se produisaient qu'accidentellement. Lorsqu'un système d'ondes stationnaires est établi le long du tube, des plasmoïdes de couleur jaune verdâtre, de forme très régulière, apparaissent au centre de tous les internœuds, rendant ces derniers très nettement visibles.

La figure 3*a* (1) montre les régimes successifs obtenus avec une

(1) Voir fig. 3., planche h. t., face page 8.

onde de 3,20 m., dans un tube de longueur 60 cm., de diamètre extérieur 3,2 cm. ; la portion du tube photographiée mesure environ 43 cm. Chaque plasmoïde est entouré sur sa surface par une couche mince plus sombre à la fois que le fuseau et que les régions du tube qui l'entourent ; ces détails de structure apparaissent nettement sur les photographies à plus grande échelle de la figure 3*b* prises dans les mêmes conditions que les précédentes. Les régions où s'observent ces taches lumineuses correspondent aux ventres de courant, ce sont celles où l'amplitude et la vitesse des particules électrisées sont les plus grandes ; l'existence de bords nets prouve que les phénomènes d'ionisation qui déterminent leur formation nécessitent une vitesse des particules supérieure à une valeur bien définie. Dans les expériences de Wood, les formes de plasmoïdes étaient variées et souvent irrégulières ; l'établissement d'un système d'ondes stationnaires a l'avantage de créer dans le tube une répartition régulière de particules animées des vitesses convenables.

La figure 3 *c* montre les aspects obtenus dans le même tube avec des longueurs d'onde excitatrices plus grandes ; les aspects 1 et 2 se rapportent à une onde de 6,90 m. : quand on diminuait l'excitation, il n'était pas possible d'avoir des fuseaux plus courts stables. Sur une onde de 12 m., les fuseaux possibles s'allongent encore, en même temps que la brillance de la décharge diminue (aspect 3) ; avec l'excitation la plus réduite, la formation des fuseaux par réflexion s'amorce seulement (aspect 4 ; durée de pose : 5 minutes, au lieu de 3 minutes pour les autres figures du cliché).

7) *Absorption des gaz. Effets de* « *clean-up* ». — La disparition du gaz utilisé sous l'action de la décharge a été souvent signalée ; Mierdel en particulier l'a étudiée dans le cas de la décharge en anneau (20).

La disparition de l'hydrogène ou de l'air est rapide. Celle de l'oxygène pur était beaucoup plus lente ; au contraire, Mierdel indique que, de tous les gaz étudiés, c'est l'oxygène qui donne les effets de « clean-up » les plus marqués, la baisse de pression étant attribuée à une condensation de l'oxygène en ozone. La différence d'intensité des décharges explique peut-être la différence des effets obtenus.

La présence de vapeur de mercure venant de la jauge donne lieu à des phénomènes intéressants. Si l'on vide progressivement un tube contenant de l'air, la colonne, rose avec fuseaux pour une pression de quelques centièmes de millimètre, subsiste dans la vapeur de mercure à pression plus basse et présente des fuseaux bleu clair bien marqués. Mais si le tube contient de l'oxygène, le passage de la décharge élimine peu à peu la vapeur de mercure, avec disparition simultanée d'oxygène ; en faisant rentrer une quantité suffisante d'oxygène, on finit par obtenir les beaux plasmoïdes de ce gaz ; ensuite, lorsqu'on vide le tube, la décharge ne persiste plus dans la vapeur de mercure, ainsi que cela se

produisait avec l'air. A ce moment, le tube chauffé s'illumine de nouveau, mais en bleu, et la colonne présente des fuseaux à noyaux nets qui montrent au spectroscope les raies de mercure; le chauffage du tube libère donc de la vapeur de mercure. L'effet d'élimination du mercure se maintient un certain temps, car dans un tube traité par l'oxygène et vidé, si l'on fait rentrer de l'air, la décharge s'éteint aux basses pressions, bien que le tube soit resté en communication avec la jauge.

8) *Fluorescence du tube à décharge.* — Je signale ici quelques cas de fluorescence rencontrés au cours de mes expériences (19). La fluorescence bleue de la paroi des tubes contenant de l'hydrogène ou de l'air s'est souvent manifestée, brillante si la décharge était assez intense. La fluorescence rouge s'est montrée au contact de l'oxygène ou de l'air, surtout si le tube avait été chauffé; elle se produit quand la pression du gaz est de quelques millièmes de millimètre et l'excitation peu intense; lorsqu'on approche un aimant du tube, elle se concentre dans la région vers laquelle la décharge est déviée et devient beaucoup plus brillante, ainsi que l'avait déjà remarqué Wood. Si le tube est excité plus fortement ou si la pression s'élève, elle disparaît; je ne l'ai jamais vue dans l'hydrogène et elle réapparaissait difficilement lorsqu'on remettait de l'oxygène dans un tube ayant contenu de l'hydrogène.

L'origine de cette fluorescence est encore mal définie. Lilienfeld (21) l'attribuait en partie à un bombardement de la paroi par des rayons cathodiques lents, idée reprise par Wood; la présence d'oxygène qui a paru nécessaire à plusieurs auteurs, en particulier à Goldstein (22), ne lui semblait pas indispensable; Konen l'avait observée dans un tube donnant le spectre de l'hélium pur (23). Plus récemment, Zouckermann (13) l'a aussi observée dans des conditions très diverses, avec l'argon, l'azote, l'hydrogène et le néon.

CHAPITRE II

Phénomènes de propagation.

Mesure de l'action de la décharge sur un résonateur de Hertz. — Une étude plus précise de la répartition des internœuds dans la décharge peut être faite en modifiant le résonateur de façon convenable. Il importe d'abord de réduire les dimensions de la self et du condensateur afin de localiser le résonateur en face d'une région aussi limitée que possible de la décharge; en outre, un tel résonateur de petite surface prendra peu d'énergie à la décharge et, même placé assez près du tube, ne causera pas de perturbation notable dans le système d'ondes stationnaires; mais il faut alors substituer à la lampe à incandescence un

indicateur plus sensible, par exemple un couple thermo-électrique qui donnera en outre des indications quantitatives.

A cet effet, j'ai construit un petit résonateur (fig. 4). Deux morceaux de fil de cuivre F de 5 cm. environ ont chacun une extrémité soudée à une plaque de laiton P de 2 cm. de côté et l'autre reliée à l'un des fils d'un couple S enfermé dans une ampoule vidée ; les deux plaques de laiton constituent les armatures d'un petit condensateur dont on augmente la capacité jusqu'à la valeur voulue par l'interposition de feuilles de mica M; on achève l'accord avec l'oscillateur en réglant la distance des plaques. Pour faciliter ce réglage, les deux plaques sont fixées sur des pièces d'ébonite E, elles-mêmes vissées sur les branches d'une pince en bois épais B ; une vis V permet de faire varier légèrement l'écartement des deux branches (fig. 5). Il n'est d'ailleurs pas nécessaire de réaliser exactement l'accord.

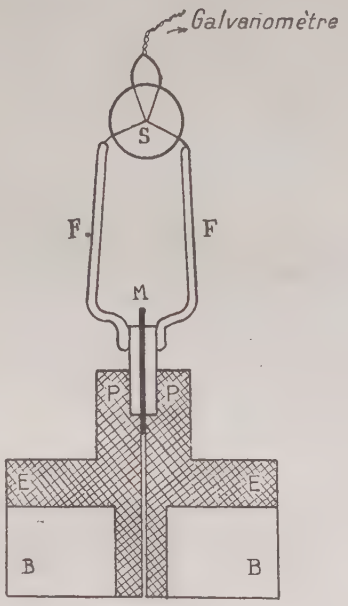


Fig. 4.

La soudure thermoélectrique est reliée d'autre part à un galvanomètre sensible de Zernicke en série avec une résistance convenable ; on mesure les déviations de l'équipage mobile par la méthode optique. Ces mesures sont très régulières si l'on prend quelques précautions ; la soudure est protégée contre les causes d'échauffement extérieures par

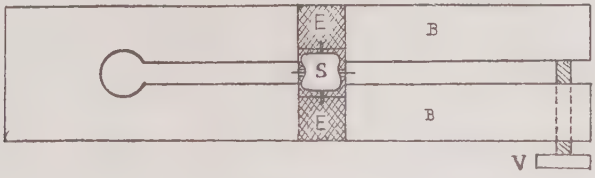


Fig. 5.

du coton ; il faut éviter que les fils reliant la soudure au galvanomètre passent de façon irrégulière au voisinage de la décharge qui pourrait y induire des oscillations qui échaufferaient directement la soudure ou

que le circuit du galvanomètre détecterait; aussi une planchette est fixée au support du résonateur, elle maintient les fils partant de la soudure et les conduit jusqu'à une hauteur d'environ 40 cm. au-dessus du tube. Enfin le support du résonateur est guidé par une glissière fixe parallèle à l'axe du tube; le plan du résonateur est aussi parallèle à cet axe (fig. 2*b*) et il est ainsi maintenu à une distance constante de la décharge; son orientation est telle que les déviations du galvanomètre sont maxima lorsque le résonateur se trouve en face des milieux des fuseaux. Comme dans les premières expériences, le résonateur est encore protégé de l'action directe de l'oscillateur par un écran métallique à travers lequel passe le tube à décharges.

Avant d'effectuer une série de mesures, l'oscillateur est réglé de manière à obtenir une décharge bien stable; en particulier, si l'on veut observer un système de fuseaux, il est prudent de s'assurer qu'on est assez loin de la limite de stabilité de ce système et que le déplacement du résonateur ne suffira pas à provoquer le passage à un autre régime; on veille alors au maintien des conditions de fonctionnement de l'oscillateur : tension de plaque, chauffage des filaments, pendant toute la durée de l'expérience et on note les déviations du galvanomètre en fonction de la position du milieu du résonateur.

Courbes obtenues à l'aide du résonateur. — Les mesures ont porté sur un tube de longueur 122 cm., de diamètre extérieur 2,7 cm., avec le résonateur placé à 5 cm. de l'axe du tube; à distance plus faible, même avec un résonateur aussi réduit, il était impossible de ne pas troubler les régimes de décharge correspondant à des fuseaux courts. Les gaz utilisés sont l'air mélangé de vapeur de mercure et l'hydrogène; avant de tracer une courbe le tube est lavé à plusieurs reprises par rentrée de gaz, passage de la décharge et pompage. La longueur d'onde est voisine de 6 m.

1) *Excitation faible à une extrémité du tube.* — Dans ce cas, la décharge ne s'étend pas dans tout le tube. Les courbes obtenues (fig. 6) montrent bien l'amortissement des oscillations des particules électrisées à mesure qu'on s'écarte de l'oscillateur; l'ionisation diminue progressivement et on atteint une région où l'illumination du gaz ne se produit plus; le point où s'arrête la décharge visible est marqué sur les courbes par une flèche. Toutefois la décroissance de l'action sur le résonateur n'est pas régulière, les courbes présentent des sinuosités qui semblent indiquer qu'une réflexion partielle se produit déjà à l'extrémité de la colonne lumineuse; de plus, dans la partie proche de l'oscillateur, l'action directe de celui-ci persiste en dépit de l'écran de protection.

2) *Systèmes d'ondes stationnaires correspondant à des excitations d'intensité croissante.* — Lorsque l'excitation est suffisante pour qu'une réflexion se produise sur l'extrémité du tube, les déviations du galvanomètre suivent fidèlement les aspects lumineux de la décharge

et les maxima de déviation sont d'autant plus grands que les fuseaux sont plus longs et l'ionisation plus intense. Les courbes de la figure 7 se rapportent à une décharge dans l'air à la pression de 0,0011 mm.,

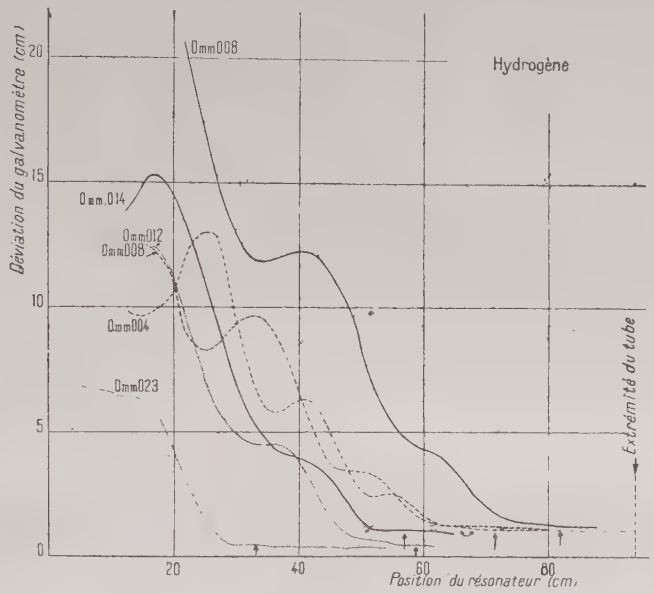


Fig. 6.

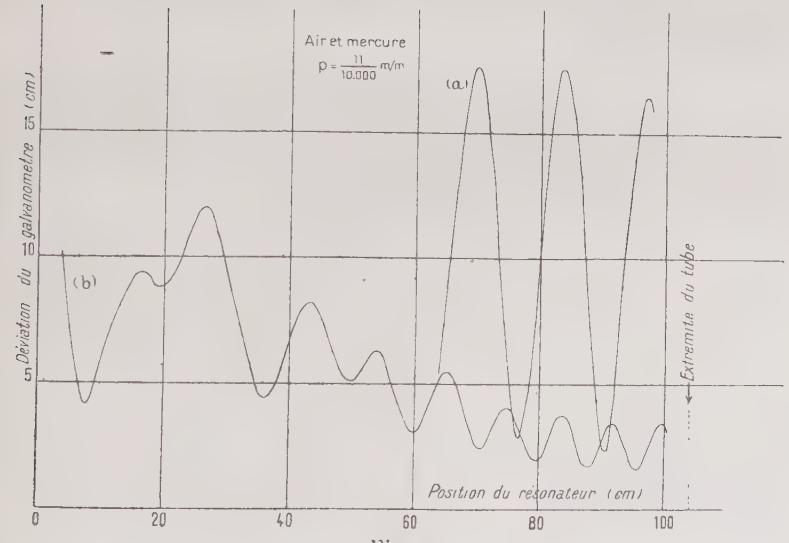


Fig. 7.

mêlé à la vapeur de mercure provenant de la jauge. La décharge s'est maintenue parfaitement constante pendant toute la durée des mesures qui ont permis le tracé de la courbe (*b*); l'excitation était relativement peu intense; la décharge présentait vers l'extrémité du tube quatre

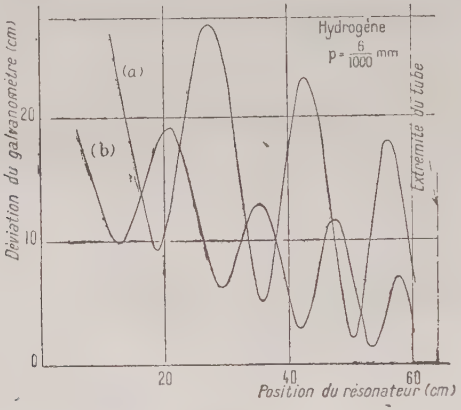


Fig. 8.

petits fuseaux nets et, ensuite, des fuseaux plus allongés et plus diffus. La courbe, très régulière dans la région des fuseaux nets, présente des irrégularités lorsqu'on se rapproche de l'oscillateur; il est possible

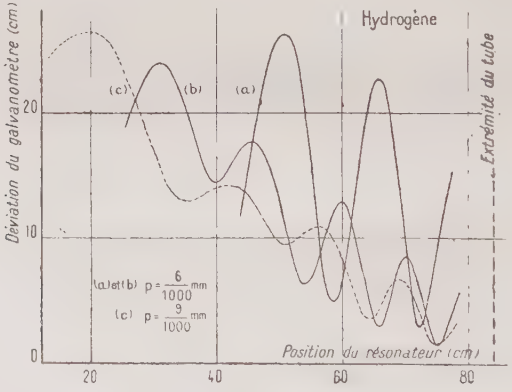


Fig. 9.

qu'une nouvelle réflexion partielle se produise au niveau de l'écran de protection. Avec une excitation plus intense, les fuseaux plus longs donnent la courbe (*a*).

Les courbes portées sur les figures 8 et 9 montrent l'exploration de la

décharge dans l'hydrogène sous une pression de 0,006 mm. ; l'excitation est encore plus intense pour les courbes (*a*) que pour les courbes (*b*). Les maxima et les minima sont bien marqués dans les deux cas, mais les déviations correspondantes croissent de façon notable à mesure qu'on s'éloigne de l'extrémité de la décharge ; cet effet était beaucoup moins marqué dans l'air.

La mesure des distances entre deux minima consécutifs permet une détermination précise de la longueur des internœuds et par suite de la valeur des vitesses de propagation. Toutefois, il faut remarquer que les internœuds ne sont pas rigoureusement égaux ; ils augmentent de longueur en se rapprochant de l'oscillateur ; nous verrons que ces varia-

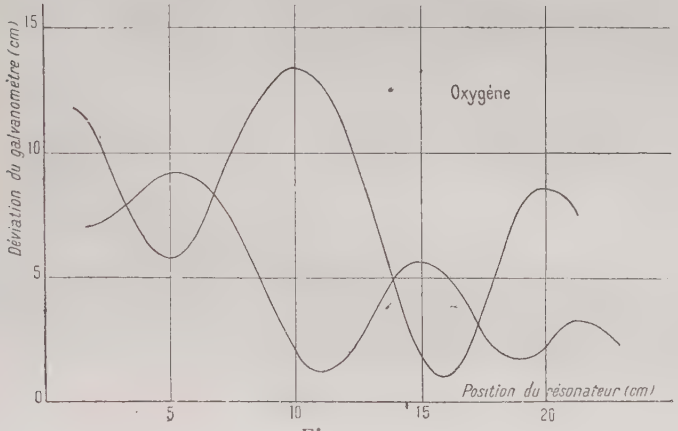


Fig. 10.

tions sont causées par l'amortissement du phénomène vibratoire et par les variations qui en résultent pour la vitesse de propagation.

Des essais sur un autre tube contenant de l'oxygène ont montré que la présence de plasmoïdes nets n'introduit aucune modification dans l'allure des courbes (fig. 10). Les résultats, très réguliers avec l'oxygène seul, deviennent tout à fait irréguliers avec l'oxygène mêlé à la vapeur de mercure, par suite de l'évolution continuelle de la colonne gazeuse.

3) *Influence de la pression du gaz.* — Les fuseaux ne sont bien visibles qu'aux pressions inférieures au centième de millimètre de mercure, pour lesquelles les chocs entre les électrons et les molécules sont rares. Mais, si la pression du gaz augmente, les chocs deviennent plus nombreux et, pour une même intensité d'excitation, l'amortissement des vibrations des particules est plus grand ; les ondes stationnaires diminuent de netteté, ou bien la décharge s'étend moins loin dans le tube. Le premier effet apparaît sur les courbes (*b*) et (*c*) de la figure 9 qui sont relatives à la même intensité d'excitation, mais la pression de l'hy-

drogène est montée de 0,006 mm. à 0,009 mm. en passant d'une courbe à l'autre. Le second effet, qui concerne le cas où la décharge n'atteint pas l'extrémité du tube, est mis en évidence par les courbes de la figure 6. A excitation égale, la décharge s'étend plus loin à la pression de 0,012 mm. qu'à la pression de 0,023 mm. et les déviations du galvanomètre pour un point donné du tube sont plus grandes (courbes en traits pointillés). Avec une excitation un peu différente, l'effet est analogue lorsque la pression diminue de 0,014 mm. à 0,008 mm. (courbes en traits pleins). On ne peut cependant, pour améliorer la propagation, diminuer la pression au-dessous d'une certaine valeur ; la pression optimum était voisine de 0,006 mm. pour l'hydrogène dans le tube utilisé ; une légère diminution de l'excitation ayant donné une nouvelle courbe sous la pression de 0,008 mm. on a maintenu cette excitation constante et on a ramené la pression à 0,004 mm. ; la décharge était alors décelée par une faible lueur jusqu'au bout du tube, ce qui indique une ionisation un peu plus facile, mais elle ne devenait brillante qu'à 27 cm. environ de l'extrémité, à peu près au même endroit que la décharge sous 0,008 mm. de pression (courbes en tirets).

Amortissement de la décharge. — Des courbes obtenues on peut essayer de déduire des renseignements sur l'amortissement des oscillations propagées. Supposons, en effet, pour un régime déterminé de la décharge, que la vitesse de propagation soit constante tout le long du tube, indépendante de l'amortissement. Si la vibration incidente à l'extrémité où se produit la réflexion est représentée par

$$y = a \cos \omega t,$$

la vibration résultant de la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie en un point situé à une distance x de cette extrémité est :

$$Y = A \cos (\omega t + \varphi).$$

Si λ_g est la longueur d'onde dans la décharge sans amortissement et si l'on pose $\alpha = 2\pi/\lambda_g$, un calcul facile donne :

$$A^2 = 2a^2 (\operatorname{ch} 2\delta x - \cos 2\alpha x),$$

δ étant le coefficient d'amortissement.

Les maxima et les minima de l'amplitude sont donnés par l'équation :

$$\delta \operatorname{sh} 2\delta x + \alpha \sin 2\alpha x = 0.$$

La résolution graphique de cette équation (fig. 11) montre que l'intervalle entre deux minima consécutifs diminue à mesure qu'on s'écarte de l'extrémité du tube où se produit la réflexion ; toutefois, tant que l'amortissement est faible, la longueur des premiers intervalles est peu différente de la demi-longueur d'onde λ_g ; en outre les maxima ne cor-

respondent pas au milieu des intervalles entre les minima, mais sont déplacés vers l'extrémité excitée. La figure 12 donne les variations de A^2 en fonction de x pour deux valeurs particulières de δ.

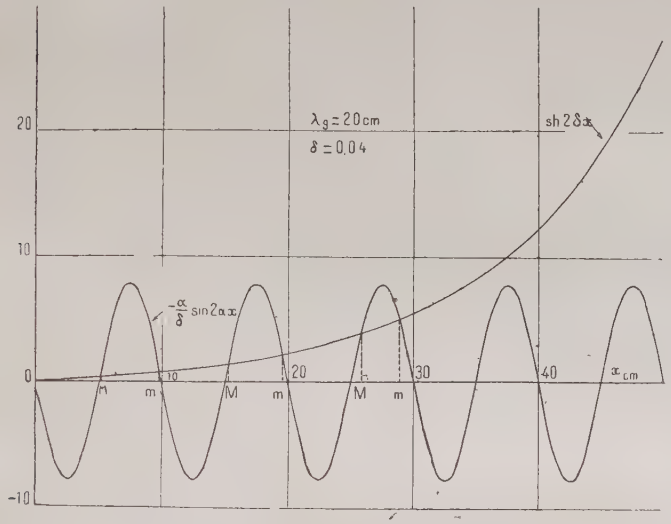


Fig. 11.

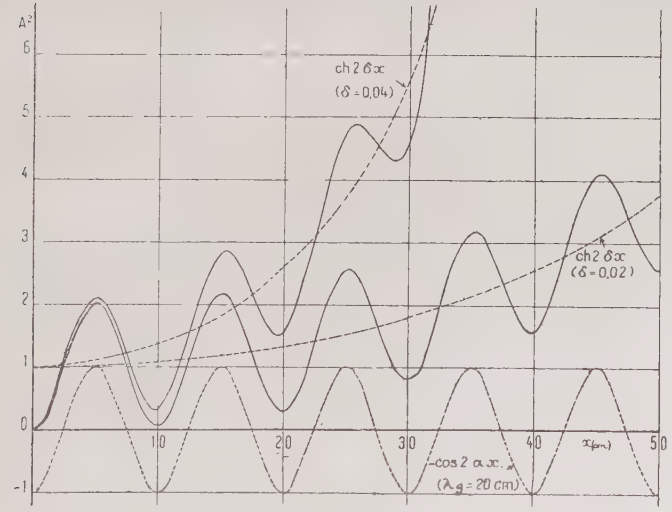


Fig. 12.

Si l'on examine à ce point de vue les courbes expérimentales, on voit que l'allure générale des courbes des figures 7, 8, 9, se rapproche beaucoup de celle des courbes de la figure 12. On constate effectivement que les fuseaux ne sont pas symétriques par rapport à leur milieu et les maxima sont bien décalés dans le sens convenable. La figure 13 montre dans une décharge intense un cas très net de dissymétrie sur des fuseaux de 20 cm. de longueur. La dissymétrie des fuseaux a de l'importance pour le choix du résonateur ; si celui-ci est assez large,

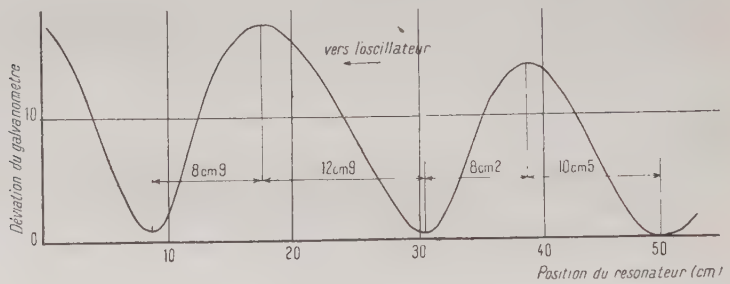


Fig. 13.

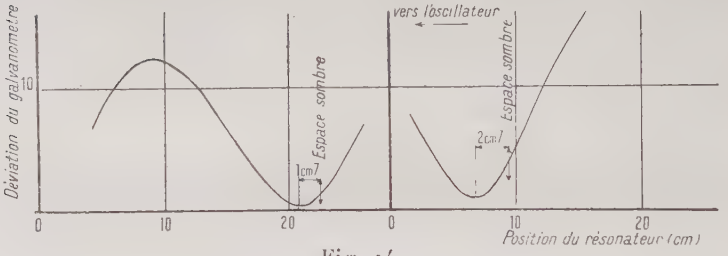


Fig. 14.

les positions des maxima et des minima sont décalées ; en particulier, ce n'est pas en face d'un espace sombre que l'action de la décharge est le plus faible, on obtient la plus petite déviation du galvanomètre en déplaçant le résonateur vers l'extrémité excitée. On voit sur la figure 14 des exemples de tels décalages qui peuvent atteindre 2 ou 3 cm. avec un résonateur dont la self avait une largeur de 8 cm. Avec un résonateur de petites dimensions, tel que celui qui a été utilisé, le décalage n'est plus sensible, la concordance entre la déviation minimum du galvanomètre et la position du résonateur en face d'un espace sombre est pratiquement réalisée.

Mais, alors que la longueur des fuseaux devrait diminuer si la vitesse de propagation était constante, elle augmente lorsqu'on se rapproche

de l'oscillateur, ce qui correspond à une augmentation de la vitesse dans des régions du tube où l'ionisation est plus forte. L'étude des courbes fait ainsi apparaître la complexité du problème lorsque la décharge est excitée par des oscillations de haute fréquence. Tandis que le gaz d'un tuyau sonore par exemple existe en dehors de toute propagation de vibrations, dans le cas de la décharge, ce sont les oscillations des particules électrisées dans le champ alternatif excitateur qui provoquent et entretiennent l'ionisation du gaz, qui font donc apparaître le milieu dans lequel se fera la propagation ; aux faibles pressions, les vitesses de diffusion sont grandes et assurent une répartition des centres chargés jusque dans des régions du tube où l'action directe de l'oscillateur est négligeable ; il est probable que le phénomène de propagation par ondes qui intervient dans le gaz ionisé renforce l'effet de la diffusion et permet à la décharge de s'étendre plus loin. Toutefois, les mouvements des particules diminuent d'amplitude à mesure qu'on s'écarte de la source excitatrice ; l'intensité de l'ionisation décroît, et la vitesse de propagation qui en dépend diminue, en même temps que le milieu se modifie.

Il semble que les conditions expérimentales seraient plus simples si l'ionisation réalisée était produite indépendamment des vibrations dont on étudie la propagation ; dans ce sens j'ai fait des essais de propagation de vibrations de fréquence élevée dans un milieu ionisé par des décharges de fréquence beaucoup plus basse.

Ionisation préalable sur onde longue. — Le tube est muni vers ses extrémités de deux électrodes extérieures cylindriques en papier d'étain. Ces électrodes sont reliées à une bobine couplée à un oscillateur ; on accorde le circuit sur l'oscillateur en choisissant convenablement la bobine ; l'ionisation est ainsi produite par la décharge entre ces électrodes ; on en règle l'intensité par des variations du chauffage des triodes de l'oscillateur. Un second oscillateur, de longueur d'onde beaucoup plus faible, excite directement les vibrations dont on veut étudier la propagation.

Il ne semble pas que l'ionisation préalable permette aux vibrations de se propager à plus grande distance. Un tube de 2 m. par exemple est excité sur une onde de 5 m et le gaz peut être ionisé par une onde de 1 250 m. ; on illumine le tube sur une certaine longueur avec l'oscillateur de fréquence élevée, puis on établit la décharge sur onde longue et on déplace le résonateur le long du tube pour déceler la propagation de l'onde courte ; on constate que celle-ci ne s'étend pas plus loin lorsque le gaz est ainsi ionisé que dans le cas où elle agit seule.

Il était difficile dans un tube aussi long d'avoir une excitation suffisante pour obtenir une bonne réflexion avec divers régimes d'ondes stationnaires. J'ai donc repris un tube plus court. En outre, aux pressions basses, il est plus facile d'illuminer le gaz en utilisant une fré-

quence plus élevée que celle correspondant à une longueur d'onde de 1 250 m. Les courbes de la figure 15 se rapportent aux conditions suivantes : l'ionisation variable est produite par une décharge sur une longueur d'onde de 110 m. ; un oscillateur de longueur d'onde 2,95 m. fournit l'excitation de fréquence élevée qu'on maintient constante. On explore le champ au voisinage du tube avec le résonateur. La courbe (*a*) est tracée pour une ionisation plus intense que la courbe (*b*) ; la colonne lumineuse est alors uniforme et les fuseaux, lorsqu'on établit l'ionisation de haute fréquence, sont à peine visibles ; tandis que, pour la

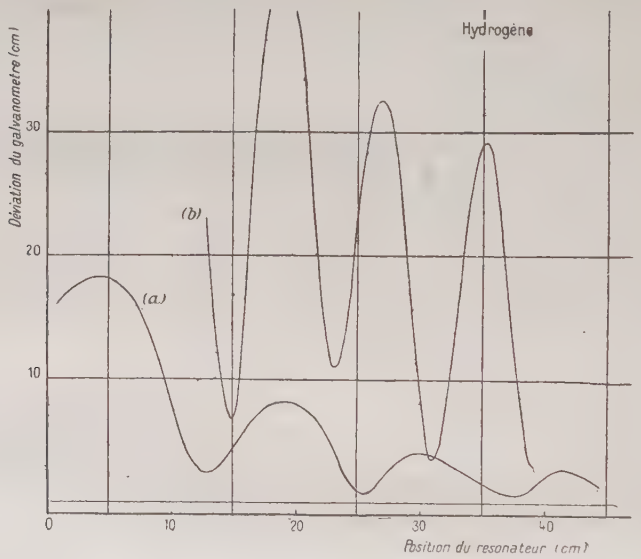


Fig. 15.

courbe (*b*) où l'ionisation est faible, ces fuseaux deviennent apparents, ce qui manifeste sans doute une ionisation supplémentaire par l'onde courte. On constate bien que la longueur de l'internœud augmente avec l'ionisation et que la vitesse de propagation est sensiblement constante pour une ionisation déterminée. Mais en même temps, la présence de l'onde longue amortit considérablement le résonateur, ainsi que le montre la différence d'amplitude des maxima des deux courbes.

Enfin, il est bon de remarquer qu'il convient de ne pas ioniser le gaz sur une onde trop courte, par suite de l'existence possible d'harmoniques de cette onde. Dans des essais avec une onde de 42 m, le résonateur, accordé sur une onde beaucoup plus courte (environ 2,50 m), accusait déjà des variations de la décharge lorsqu'on le déplaçait le long

du tube, sans excitation simultanée sur onde courte. Il faut attribuer cet effet aux harmoniques de l'onde 42 m. qui donnent lieu à l'effet cherché ; ces harmoniques, dans un circuit oscillant comportant un tube à décharge, peuvent être très intenses.

Ces différentes observations montrent que, si le problème paraît *a priori* plus simple, en pratique de nouvelles complications s'introduisent ; aussi je n'ai pas poursuivi ce genre de recherches.

Comparaison de phénomènes divers. — Il est intéressant de rapprocher de ces phénomènes de propagation d'autres phénomènes dans lesquels intervient aussi une propagation dans un gaz ionisé et de comparer les valeurs des vitesses observées. Les expériences que je vais rappeler brièvement peuvent se ranger en deux groupes :

a) Certains auteurs ont mesuré directement des vitesses de propagation. Ainsi Beams (24) a étudié, par une méthode de miroir tournant, la propagation de la luminosité d'une décharge dans un tube étroit, long de plusieurs mètres, contenant de l'air ou de l'hydrogène sous pression réduite. Le tube est en série avec un éclateur à étincelles et une batterie de condensateurs que l'on charge à travers un kénotron. Lorsqu'une étincelle éclate, l'électrode reliée à l'éclateur est portée brusquement à un haut potentiel, de l'ordre de 20 000 à 40 000 volts, et une décharge traverse le tube jusqu'à l'autre électrode maintenue au potentiel du sol. Dans un tube de diamètre 5 mm. rempli d'hydrogène à la pression de 0,2 mm. de mercure, sous 30 000 volts, la tête de la colonne lumineuse progresse, sur la plus grande partie du trajet, avec une vitesse de $4{,}9 . 10^9$ cm./sec.

Plus tard, des travaux de Snoddy et Beams et de leurs collaborateurs (25, 26, 27) ont porté sur la propagation des impulsions de potentiel produites par un montage analogue au précédent. La vitesse de propagation de l'onde de potentiel est mesurée à l'aide d'un oscillographe cathodique relié à deux électrodes qui entourent le tube en des points distants de plusieurs mètres. Pour l'onde directe provoquée par une tension positive de 127 kV, la pression variant de 0,08 à 5,4 mm. de mercure, la vitesse croît de $9 . 10^8$ cm./sec. à $43\ 10^8$ cm./sec. ; ces valeurs encadrent les valeurs mesurées dans mes expériences. En général, un accroissement de la pression, du diamètre du tube ou du potentiel produit une augmentation de la vitesse de propagation. Par la méthode de Beams, les auteurs ont aussi comparé cette vitesse à celle de la luminosité accompagnant l'onde de potentiel ; dans les mêmes conditions, les deux vitesses ne diffèrent pas de plus de 20 o/o.

D'autres expériences faites dans des conditions de pression très différentes conduisent à des résultats similaires, ainsi que Loeb l'a déjà souligné (67, p. 483). Au laboratoire, W. Holzer (28) a déterminé la vitesse de propagation de la tête d'une étincelle jaillissant à la pression atmosphérique ; dans un champ uniforme, la distance des électrodes

variant de 2 à 12 cm., la vitesse croît de $1{,}4 . 10^8$ à $6{,}6 . 10^8$ cm./sec. ; dans un champ non uniforme, entre une pointe servant d'anode et une cathode plane dont la distance varie de 10 à 40 cm., la vitesse augmente de $0{,}3 . 10^8$ à $6{,}6 . 10^8$ cm./sec. Allibone et Schonland ont observé (29) la décharge pilote peu lumineuse qui précède le passage de l'étincelle proprement dite ; entre une pointe portée à un potentiel négatif et un plan mis à la terre, ils ont mesuré une vitesse de $2 . 10^7$ cm./sec. Goodlet (30) a indiqué comme valeur minimum possible de la vitesse d'un pilote partant de l'électrode négative $1{,}5 . 10^7$ cm./sec. Allibone et Meek (68) ont cependant observé des valeurs plus petites. Ces dernières valeurs, plus faibles que les précédentes, doivent probablement être rapprochées de celles des vitesses à l'allumage des décharges dont je parlerai dans la seconde partie de ce travail.

Je citerai encore les mesures de Schonland, Malan et Collens (31, 32) sur la vitesse de propagation des éclairs pendant les orages. Chaque éclair correspond à une série de coups qui comportent chacun deux décharges de sens opposés. La première décharge qui chemine d'un nuage au sol progresse par segments longs d'une dizaine de mètres ; un segment est parcouru avec une vitesse variant de $.2 . 10^9$ à $5 . 10^9$ cm./sec. ; cette avance est suivie d'une pause à laquelle succède une nouvelle avance sur le segment suivant, de sorte que la vitesse moyenne de progression de l'ensemble est de l'ordre de $1{,}5 . 10^7$ cm./sec. ; puis la décharge de retour, beaucoup plus lumineuse que le « leader », part du sol et se meut en sens opposé sur la même trajectoire que lui, avec une vitesse qui peut atteindre quelques dixièmes de la vitesse de la lumière, la valeur la plus fréquente étant $3{,}5 \ 10^9$ cm./sec. Dans les coups suivants, le leader progresse de façon continue avec une vitesse souvent voisine de $2 . 10^8$ cm./sec. Ces vitesses sont par conséquent de même ordre que les vitesses mesurées dans les tubes à décharges, bien que les conditions de pression soient très différentes ; mais les conditions d'intensité du champ électrique le sont également.

b) D'autre part, de nombreux chercheurs étudiant les décharges excitées sous tension continue, en particulier l'arc au mercure, ont mis en évidence l'existence d'oscillations des particules électrisées. Dans certaines expériences, les oscillations semblent se propager dans le gaz ionisé. Si Chow (33) n'a pu que suggérer l'existence possible d'ondes stationnaires dans la colonne positive d'une décharge dans l'argon, Revans (34), à propos de décharges dans la vapeur de mercure à basse pression ($p = 0{,}0006$ mm.), semble bien avoir décelé des phénomènes de ce genre. Les décharges étaient excitées, soit dans un bulbe de diamètre 9 cm., soit dans un long tube cylindrique de diamètre 10 cm. et de longueur 130 cm., pourvus chacun d'un filament chauffé voisin d'une anode et d'une sonde mobile. Pour une différence de potentiel donnée, lorsque le chauffage du filament est assez intense, il apparaît des oscillations dont les fréquences s'étendent des fréquences audibles les plus

élevées aux fréquences de l'ordre de 10^6 cycles par seconde ; ces fréquences sont les harmoniques d'une fréquence fondamentale qui varie peu avec le chauffage du filament ou la tension appliquée au tube ; le passage de l'une à l'autre se fait de façon discontinue pour certaines valeurs du courant de chauffage. De ces observations et des résultats obtenus à l'aide des sondes, Revans a pu conclure que le gaz ionisé oscillait comme un tout sous l'influence d'ondes progressives à travers les particules chargées, avec réflexion de ces ondes sur les parois lorsque la forme géométrique du tube et l'intensité de l'ionisation le permettaient. Les résultats qualitatifs de Revans se rapprochent ainsi beaucoup des miens; toutefois ils conduisent à une valeur sensiblement constante de la vitesse de propagation quel que soit l'état du milieu ionisé, valeur de l'ordre de $1{,}7 . 10^5$ cm./sec., donc beaucoup plus faible que celles déduites de mes mesures, et qui amène Revans à penser à une propagation ionique selon les idées de J. J. Thomson que nous verrons dans le prochain chapitre.

CHAPITRE III

Etude théorique.

Nature du problème. — Considérons un volume de gaz uniformément ionisé, tel que la charge spatiale en l'absence de perturbation soit en moyenne nulle si l'on prend des éléments de volume très petits, chaque élément contenant néanmoins un grand nombre de particules électrisées, milieu que Langmuir a désigné du nom de plasma. Nous ne nous occuperons pas des moyens de produire un tel milieu, mais nous allons examiner ses propriétés au point de vue des oscillations qui peuvent y prendre naissance.

Par l'action d'un champ électrique de très courte durée, on peut produire dans une région limitée du gaz une perturbation dans la distribution et les mouvements des particules électrisées et chercher ce que devient, en l'absence de forces extérieures, la perturbation ainsi produite ; c'est l'étude des vibrations propres du milieu. On peut entretenir la perturbation et étudier les phénomènes qui découlent de cet entretien, par exemple les phénomènes d'ondes stationnaires liés à une propagation de la perturbation dans le milieu de dimensions finies. Le champ excitateur est un champ variable qui se propage également. Si son intensité devient rapidement négligeable quand on s'éloigne de la région excitée, les oscillations des particules en dehors de cette région seront dues surtout aux forces qui résultent des déplacements et des différences de concentration des ions et des électrons, c'est le problème qui nous intéresse ; si elle gardait une valeur notable

dans tout le milieu, on aurait à faire à un problème différent, celui de la propagation des ondes électromagnétiques à travers le plasma, que nous laisserons de côté. La réponse du milieu à l'excitation imposée dépend donc des dimensions de l'espace occupé par le gaz, aussi bien que de la forme de l'excitation.

Les études théoriques sur le sujet ainsi limité sont déjà nombreuses ; à part quelques cas simples, elles revêtent vite un aspect compliqué ; je ne pourrai donc qu'en rappeler les idées essentielles et donner les formules importantes susceptibles d'être appliquées aux phénomènes que j'ai décrits.

Vibrations électroniques d'un plasma. — Les équations du champ électromagnétique en un point du plasma s'expriment, avec les unités de Gauss, par les relations :

$$\text{rot } \mathrm{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\text{rot } \mathrm{H} = \frac{4\pi}{c}\mathrm{J}, \tag{2}$$

$$\mathrm{J} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} + i, \tag{3}$$

$$\text{div } \mathrm{E} = 4\pi\rho, \qquad \text{div } \mathrm{J} = 0, \tag{4}$$

J étant le courant total, i, le courant de convection, ρ, la densité électrique. Il faut y joindre les équations qui régissent le mouvement des particules électrisées.

1) Tonks et Langmuir (14) considèrent d'abord un gaz ionisé à l'état de plasma, dans lequel les ions positifs demeurent immobiles à cause de leur masse beaucoup supérieure à celle des électrons, ce qui est sans doute réalisé dans un champ de haute fréquence, tandis que les électrons peuvent se déplacer. Les vitesses électroniques en l'absence de champ sont supposées négligeables ; c'est une condition qu'il convient de souligner, ainsi que le montrera l'examen d'autres cas. Le courant de convection est alors égal à :

$$i = -nev, \tag{5}$$

n étant le nombre d'électrons par centimètre cube dans le plasma perturbé.

Si la pression est assez faible pour que les mouvements des électrons puissent être regardés comme libres, non influencés par les chocs avec les molécules du gaz, l'équation du mouvement d'un électron est :

$$m\frac{dv}{dt} = -e\mathrm{E} - \frac{e}{c}[v \times \mathrm{H}]. \tag{6}$$

Lorsque les oscillations sont de faible amplitude, on peut négliger le produit $[v \times H]$ et considérer que le mouvement des électrons est dû uniquement à l'action du champ électrique. A cause de l'immobilité initiale des électrons, l'équation (6) se réduit à :

$$m \frac{\partial v}{\partial t} = - eE. \tag{7}$$

Dérivons l'équation (2) par rapport au temps ; il vient, en tenant compte de (3) et (7),

$$c \text{ rot } \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - 4\pi ne \frac{\partial v}{\partial t} - 4\pi ev \frac{\partial n}{\partial t}.$$

Pour des oscillations suffisamment petites, le terme $4\pi ev \frac{\partial n}{\partial t}$ qui varie comme le carré de l'amplitude de l'oscillation, est négligeable devant le terme $4\pi ne \frac{\partial v}{\partial t}$ qui est proportionnel à l'amplitude ; on peut écrire :

$$c \text{ rot } \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - 4\pi n_0 e \frac{\partial v}{\partial t},$$

en appelant n_0 la valeur initiale de n dans le plasma non perturbé. On peut ensuite éliminer H en tenant compte de (1), ce qui donne :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m} E = - c^2 \text{ rot rot } E. \tag{8}$$

Si le champ électrique provient principalement des charges électriques, la partie provenant de $\frac{\partial H}{\partial t}$ étant négligeable, on peut poser rot E = 0. L'équation (8) devient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m} E = 0. \tag{9}$$

La solution est une fonction sinusoïdale de pulsation :

$$\omega_E^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m}.$$

La fréquence est $\nu_E = \sqrt{n_0 e^2/(\pi m)} = 8\,980 \sqrt{n_0}$. Elle croît avec le degré d'ionisation du gaz.

D'ailleurs, avec les approximations faites, on retrouve cette fréquence propre, même si rot E n'est pas nul. En effet, si l'on prend la divergence des deux membres de l'équation (8), opération indiquée par J. J. Thomson (35), on a :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\text{div } E) + \frac{4\pi n_0 e^2}{m} (\text{div } E) = - c^2 \text{ div rot rot } E = 0.$$

Or div E $= -4\pi e\delta n$, en posant $n = n_0 + \delta n$. On peut donc écrire :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\delta n + \frac{4\pi n_0 e^2}{m}\,\delta n = 0.$$

On retrouve en tout point du milieu une variation harmonique en fonction du temps de la densité électronique, de fréquence ν_e.

Dans le cas où rot E $\neq 0$, on a :

$$\text{rot rot E} = \text{grad div E} - \Delta\text{E}.$$

Si div E est négligeable, l'équation (8) prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \text{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m}\,\text{E} = c^2 \Delta\text{E},$$

relation utilisée par J. J. Thomson dans la discussion de la décharge en anneau (37). Le champ E se propage par ondes avec une vitesse c' telle que :

$$c'^2 = \frac{n_0 e^2 \lambda_g^2}{\pi m} + c^2,$$

qui conduit à la formule d'Eccles $k = 1 - \frac{4\pi n_0 e^2}{m\omega^2}$ pour la valeur de la constante diélectrique du milieu ionisé. Mais poser div E $= 0$ revient à considérer que la densité électrique est toujours nulle en tous les points du milieu ; les mouvements électroniques ne font naître nulle part de charges libres dans le plasma. Ce genre de propagation ne s'applique pas du tout aux phénomènes que j'ai observés, puisque la vitesse de phase c' est supérieure à c. D'ailleurs l'aspect même de la décharge étudiée témoigne des variations de la distribution des particules.

2) Si l'on impose certaines conditions, on peut avoir de façon rigoureuse rot E $= 0$. Par exemple, si le champ électrique a une direction constante, qui sera celle de l'axe des x, et une amplitude fonction seulement de x, on a rot E $\equiv 0$. Ceci exige d'ailleurs div E $\neq 0$, sinon on aurait un champ uniforme. Le système d'équations à résoudre se simplifie ; il se ramène à l'équation de continuité $\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nu)}{\partial x} = 0$, où u est la vitesse moyenne des particules au point considéré à un instant donné, à la relation div E $= 4\pi\rho$ et à l'équation du mouvement des particules.

Ces conditions sont réalisées dans le cas théorique d'un milieu indéfini traité par Tonks et Langmuir. Ils supposent que le plasma occupe un volume très grand et imaginent une perturbation initiale localisée entre deux plans perpendiculaires à l'axe des x ; les électrons compris entre ces plans sont déplacés dans la direction de l'axe des x d'une quantité ξ indépendante de y et de z et nulle sur chaque plan limite ;

ξ est une fonction continue de x et $\frac{\partial \xi}{\partial x}$ est petit par rapport à l'unité ; il est facile d'établir directement que le déplacement fait apparaître une densité électrique cubique $\rho = n_0 e \frac{\partial \xi}{\partial x}$ et un champ dû à la charge spatiale $E = 4\pi n_0 e \xi$. Le champ E satisfait ainsi à l'équation (9).

Des oscillations de ce type n'entraînent pas de propagation à travers le plasma, elles restent localisées dans la région troublée par la perturbation initiale et s'amortissent peu à peu par les chocs avec les molécules du gaz dont l'effet a été négligé dans la théorie simple. Cette localisation tient au fait que des charges uniformément réparties sur un plan très étendu produisent un champ indépendant de la distance au plan et proportionnel à la densité électrique. Si l'on décompose alors l'espace perturbé par des plans parallèles perpendiculaires à l'axe des x, l'action résultante de toutes les tranches élémentaires en dehors du volume troublé est nulle, car dans la sommation des densités, on fait apparaître la charge totale comprise dans un tube d'espace parallèle à l'axe des x, de section 1 cm², limité par les plans extrêmes, et cette charge est nulle comme conséquence des hypothèses faites sur la répartition primitive des particules et sur leurs déplacements.

On peut aussi remarquer avec J. J. Thomson (35) que, dans le cas où le milieu ionisé vibre avec la pulsation ω_E, l'expression du champ en fonction du déplacement des particules, $E = 4\pi n e \xi$, montre que :

$$\frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dt} - ne \frac{d\xi}{dt} = 0,$$

relation qui exprime que le courant de convection compense à chaque instant le courant de déplacement, de sorte que le courant total est nul. Il n'y a pas de courant pour produire des forces magnétiques et le vecteur de Poynting s'évanouit ; il n'y a donc pas de transmission d'énergie, ni de radiation ; chaque partie du système perturbé oscille autour d'une position moyenne d'équilibre, sans qu'il y ait d'échange d'énergie avec des parties voisines.

3) Si les ions positifs participent aux oscillations, la fréquence propre du plasma est modifiée ; d'après le calcul de J. J. Thomson (35) repris sous une forme différente par Schumann (38), on a :

$$\nu^2 = \frac{n_0 e}{\pi} \frac{M + m}{Mm},$$

où M est la masse d'un ion positif ; on voit que la correction est toujours faible.

Propagation des vibrations dans un milieu indéfini. — L'introduction d'une distribution initiale des vitesses des électrons modifie complètement l'allure des phénomènes.

1° Schumann (38) a étudié les propriétés d'un plasma constitué par une distribution uniforme d'ions positifs immobiles à travers laquelle glisse, dans la direction de l'axe des x, avec une vitesse constante u_c, une distribution uniforme d'électrons de densité égale en valeur absolue.

L'équation (7) doit être remplacée par l'équation suivante :

$$-eE = m\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u_c \frac{\partial u}{\partial x}\right). \qquad (10)$$

En négligeant les termes du second ordre, en l'absence de forces de résistance, on arrive à une équation de la forme :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 2u_c \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} + u_c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m} E = \varphi(t). \qquad (11)$$

Si l'on prend la dérivée des deux membres par rapport à x, en tenant compte de la relation $\partial E/\partial x = -4\pi e \delta n$, l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta n + 2u_c \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} \delta n + u_c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta n + \frac{4\pi n_0 e^2}{m} \delta n = 0.$$

Des oscillations périodiques de la densité électronique de pulsation ω peuvent se propager par ondes planes dans le milieu ionisé avec une vitesse de phase :

$$V = \frac{\omega}{\omega \pm \omega_E} u_c.$$

Schumann examine ensuite le cas plus compliqué où les ions positifs peuvent osciller autour de leur position d'équilibre et celui où on leur impose en outre une vitesse d'ensemble. Des plasmas ainsi constitués ne représentent certainement pas l'état du gaz ionisé dans les tubes à décharges. Mais le cas théorique est intéressant, car il montre comment l'introduction d'une action d'ordre mécanique permet la propagation d'une perturbation d'ordre électrique, selon un mécanisme qui fait intervenir le plasma par plans indéfinis perpendiculaires à la direction de propagation.

2° Dans un tube à décharges excité en haute fréquence, les conditions sont probablement plus voisines de celles envisagées antérieurement par J. J. Thomson (36), pour l'étude de la propagation d'ondes longitudinales à travers un plasma. Thomson admet que les particules de chaque signe ont des vitesses réparties suivant une distribution de Maxwell, les deux sortes de particules étant susceptibles d'osciller ; en outre, il suppose que les vitesses d'agitation maxwelliennes sont grandes par rapport aux vitesses dues aux oscillations. En un point d'abscisse x, appelons U la composante de la vitesse d'agitation des électrons suivant l'axe des x et $\overline{u}$ leur vitesse moyenne suivant le même axe ; $\overline{u}$ représente aussi la vitesse d'ensemble du gaz au point x.

Soient V et $\overline{v}$ les vitesses correspondantes relatives aux ions positifs. Les autres notations sont les mêmes que dans les paragraphes précédents. Si on néglige les résistances proportionnelles aux vitesses, Thomson montre que les équations du mouvement des particules s'écrivent :

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dt}(n\overline{u}) + \frac{d}{dx}(n\overline{u^2}) &= -\frac{eEn}{m} \\ \frac{d}{dt}(N\overline{v}) + \frac{d}{dx}(N\overline{v^2}) &= \frac{eEN}{M} \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Combinées avec les équations de continuité et l'équation de divergence du champ, elles donnent le système d'équations :

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2n}{dt^2} - \overline{U^2}\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{4\pi e^2 n_0}{m} n &= \frac{4\pi e^2 n_0}{m} N \\ \frac{d^2N}{dt^2} - \overline{V^2}\frac{d^2N}{dx^2} + \frac{4\pi e^2 n_0}{M} N &= \frac{4\pi e^2 n_0}{M} n \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

qui admet des solutions de la forme :

$$n = Ae^{j(\omega t + \alpha x)}, \qquad N = Be^{j(\omega t + \alpha x)}.$$

Posons :

$$\frac{n_0 e^2}{\pi m} = \nu_E^2, \qquad \frac{N_0 e^2}{\pi M} = \nu_J^2. \qquad (14)$$

Comme m est très petit à côté de M, les fréquences possibles sont données en fonction de la longueur d'onde dans le gaz λ_g par les relations approchées :

$$\nu_1^2 = \frac{\overline{U^2}}{\lambda_g^2} + \nu_E^2, \qquad (15)$$

$$\nu_2^2 = \frac{\overline{V^2}}{\lambda_g^2} + \frac{\dfrac{\overline{U^2}}{\lambda_g^2}\nu_J^2}{\dfrac{\overline{U^2}}{\lambda_g^2} + \nu_E^2}. \qquad (16)$$

ν_1^2 est très grand vis-à-vis de ν_2^2. La vitesse correspondante est donnée par l'expression :

$$v_1^2 = \overline{U^2} + \lambda_g^2 \nu_E^2, \qquad (17)$$

qui sera discutée en détail dans la suite.

L'autre vitesse possible est telle que :

$$v_2^2 = \overline{V^2} + \frac{\overline{U^2}\nu_J^2}{\overline{U^2}/\lambda_g^2 + \nu_E^2}. \qquad (18)$$

C'est l'expression qui a été utilisée par Revans (34) dans la discussion de ses résultats. La vitesse v_2 peut varier entre les valeurs limites $(\overline{V^2})^{\frac{1}{2}}$ et $(\overline{V^2} + m\overline{U^2}/M)^{\frac{1}{2}}$ lorsque λ_g varie de o à l'infini. Si $\overline{U^2}/\lambda_g^2$ est petit par rapport à ν_E^2, la vitesse tend vers sa limite supérieure, elle ne dépend pas de la longueur d'onde, mais seulement de l'état d'agitation moyenne des particules. C'est le seul cas susceptible de nous intéresser : en effet, d'après Tonks et Langmuir, la condition $\overline{U^2}/(\lambda_g^2\nu_E^2) \ll 1$ est équivalente à la condition :

$$\lambda_g \gg 2(2)^{\frac{1}{2}}\pi\lambda_D,$$

où λ_D est une longueur donnée par une formule établie par Debye et Hückel (39) dans la théorie des électrolytes. On a :

$$\lambda_D = [k\mathrm{T_E}/(8\pi ne^2)]^{\frac{1}{2}},$$

k est la constante de Boltzmann et $\mathrm{T_E}$ la température des électrons. Pour $n = 10^{10}$ électrons par centimètre cube et $\mathrm{T_E} = 10\,000^0$, on trouve $\lambda_D = 0{,}005$ cm. et $\lambda_g \gg 4{,}4.10^{-2}$ cm. Les longueurs d'onde que j'ai trouvées expérimentalement satisfont certainement à la condition, même avec des valeurs de la température et de la concentration assez différentes de celles choisies comme exemples.

Si l'énergie moyenne des électrons est beaucoup plus grande que celle des ions positifs, la valeur limite de v_2 se réduit à $(m\overline{U^2}/M)^{\frac{1}{2}}$.

3° Ce dernier résultat peut être rapproché d'un résultat obtenu par Tonks et Langmuir par une méthode différente. Ces auteurs, dans le mémoire déjà cité, après l'étude des oscillations électroniques, ont envisagé des oscillations des ions positifs assez lentes pour que les électrons satisfassent constamment à la loi de Boltzmann. L'énergie d'agitation des électrons est supposée très grande par rapport à l'énergie potentielle due au champ électrique. Ils trouvent une équation de propagation des mouvements des ions positifs de la forme :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} + \frac{4\pi ne^2}{M}\xi\right) - \frac{4\pi ne^2}{k\mathrm{T_E}}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = 0. \qquad (19)$$

La vitesse d'un train d'ondes planes de la forme $\xi = \xi_0 e^{j(\omega t - \alpha x)}$ est donnée par l'expression suivante :

$$v = \left[k\mathrm{T_E}\left(\frac{1}{M} - \frac{\pi\nu^2}{ne^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (20)$$

qui se déduit immédiatement des formules données par Tonks et Langmuir. Or $k\mathrm{T_E} = m\overline{U^2}$; la formule (20) correspond à la for-

mule (18) dans le cas où $\overline{V^2} = 0$. Quand la fréquence tend vers zéro, la vitesse tend vers la valeur maximum $v_M = (kT_E/M)^{\frac{1}{2}}$. Voici les valeurs numériques qui correspondent à différents gaz :

Gaz	v_M (cm./sec.)
Hydrogène.	$9{,}07 . 10^3 . T_E^{\frac{1}{2}}$
Oxygène	2,27. »
Mercure	0,64. »

Elles ne s'accordent pas avec les valeurs mesurées. Pour une température $T_E = 10\,000°$, les vitesses limites sont de l'ordre de 0,6 à 10 km./sec., tandis que les vitesses observées atteignent quelques centièmes de la vitesse de la lumière. La température de 10 000° correspond à des électrons de 1,29 volts. Même en supposant que l'énergie moyenne des électrons corresponde à une température électronique plus élevée, par exemple avec des électrons qui auraient une énergie correspondant aux potentiels d'ionisation, les vitesses seraient seulement 3 ou 4 fois plus grandes, ce qui serait insuffisant.

4° Les équations de J. J. Thomson présentent cependant une importance particulière ; la considération des vitesses d'agitation revient en effet à l'introduction d'une pression électronique et d'une pression ionique dans le mécanisme du phénomène, pressions définies au sens de la théorie cinétique par les relations :

$$\left.\begin{aligned} p_E &= nkT_E = nm\overline{U^2} \\ p_J &= NkT_J = NM\overline{V^2} \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

C'est E. G. Linder (40) qui a remarqué que Tonks et Langmuir ne se sont pas occupés des forces qui résultent de la pression du gaz d'électrons. Si l'on tient compte de ces forces, les électrons d'un plasma déplacés de leur position moyenne d'équilibre sont alors soumis à une force de rappel d'origine électrique, calculée comme dans la théorie simple de Tonks et Langmuir, et à une force de pression qui peut être du même ordre de grandeur ; cette dernière entraîne l'existence d'une propagation par ondes, analogue à celle qui se produit dans les tuyaux sonores. Mais, tandis que l'intervention seule de la pression électronique donnerait une vitesse de propagation comparable à la vitesse moyenne de translation des électrons, l'action simultanée du champ dû aux charges spatiales conduit à des valeurs plus grandes.

Le même calcul a été proposé dans la suite par Seeliger et Steenbeck (41) et repris par Schumann (38) qui l'a étendu à des cas plus complexes.

Dans une tranche de gaz déplacée de la quantité ξ, la densité électronique devient :

$$n = n_0\left(1 - \frac{\partial \xi}{\partial x}\right)$$

et la pression électronique :

$$p = n_0 k T_E\left(1 - \frac{\partial \xi}{\partial x}\right).$$

Le champ électrique a pour valeur $E = 4\pi n_0 e \xi$.
L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m}\xi - \frac{k T_E}{m}\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0. \qquad (22)$$

Elle correspond exactement à la première des équations (13), si l'on suppose les ions positifs immobiles. On a alors $N = n_0$ et, en posant $n = n_0 + \delta n$, l'équation (13) s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\delta n) - \overline{U^2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\delta n) + \frac{4\pi n_0 e^2}{m}\delta n = 0.$$

Pour un train d'ondes planes parallèles de la forme $\xi = \xi_0 e^{j(\omega t - \alpha x)}$, les fréquences possibles sont données par la relation :

$$\nu^2 = \frac{k T_E}{m\lambda_g^2} + \frac{n_0 e^2}{\pi m} = \frac{k T_E}{m\lambda_g^2} + \nu_E^2, \qquad (23)$$

identique à la relation (15). La vitesse est donnée en fonction de la fréquence par l'expression :

$$v^2 = \frac{k T_E \nu^2}{m(\nu^2 - \nu_E^2)}; \qquad (24)$$

si on l'exprime en fonction de la longueur d'onde dans le gaz, on a :

$$v^2 = \frac{k T_E}{m} + \frac{n_0 e^2}{\pi m}\lambda_g^2, \qquad (25)$$

relation qui correspond à l'équation (17). Les longueurs d'onde λ_g sont déterminées par les systèmes d'ondes stationnaires qui peuvent exister dans le milieu ionisé.

Cette théorie semble pouvoir rendre compte des valeurs mesurées et des variations observées pour la vitesse de propagation. En effet, à fréquence excitatrice constante et en admettant d'abord que l'énergie moyenne des électrons est indépendante du degré d'ionisation du gaz, lorsque l'ionisation croît, la vitesse augmente ; sa variation est rapide lorsque n approche de la valeur limite N_E définie par l'équation :

$$\nu^2 = N_E e^2/\pi m.$$

Cette variation rapide de la vitesse de propagation pour de faibles changements de l'ionisation s'accorde avec les résultats des expériences. En fait une forte ionisation correspond à une excitation plus forte et, sans doute, à une énergie moyenne plus grande ; la variation de T_E serait dans le sens favorable à l'augmentation de v.

Dans l'expression de v, remplaçons ν par sa valeur en fonction de N_E, nous obtenons :

$$v^2 = \frac{kT_E}{m} \frac{N_E}{N_E - n_0}. \qquad (26)$$

Pour une onde excitatrice de 3,40 m., l'ionisation limite a pour valeur : $N_E = 0{,}955 . 10^8$ électrons par centimètre cube. En admettant comme température électronique $T_E = 10^4$ °, le calcul conduit aux valeurs numériques de v données par le tableau I.

TABLEAU I

$n_0 . 10^{-8}$ (/cm³) . . .	0	0,7	0,8	0,9	0,95	0,954	0,955
$v . 10^{-8}$ (cm./s.). . .	0,39	0,75	0,97	1,62	5,4	12,0	∞
$v/c . 10^4$	13	25	32	54	180	400	∞

Si $n_0 = N_E$, v devient infini ; ce qui revient à dire qu'à un instant donné tous les électrons sont dans la même phase de leur mouvement ; il n'y a plus de variation de la pression électronique dans le milieu, le terme qui assurait une propagation s'évanouit ; les électrons oscillent tous de façon identique sous l'action du champ électrique.

Si $n_0 < N_E$, la vitesse a une valeur finie qui tend vers la valeur limite $\sqrt{kT_E/m}$ lorsque n_0 devient très petit par rapport à N_E. En fait le cas où n_0 est très petit devant N_E ne semble pas réalisable. Seeliger et Steenbeck (41) écrivent la relation (23) sous la forme :

$$\nu^2 = \frac{n_0 e^2}{\pi m} \left(1 + \frac{\pi k T_E}{n_0 e^2 \lambda_g^2} \right);$$

ils remarquent que le second terme de la parenthèse sera toujours petit vis-à-vis de l'unité, de sorte que les fréquences possibles pour un degré d'ionisation déterminée seront toujours voisines de la fréquence électronique ν_E. Ils n'introduisent pas la longueur de Debye λ_D, mais ils indiquent que cette limitation se ramène à la condition suivante : la longueur d'onde λ_g doit être grande par rapport au chemin qu'un électron peut parcourir pendant la durée d'une période, grâce à sa vitesse moyenne d'agitation thermique ; on doit avoir :

$$\lambda_g \geqslant \left[\frac{8kT_E}{\pi m} \Big/ \frac{n_0 e^2}{\pi m} \right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{ou} \qquad 1 \geqslant \left(\frac{8kT_E}{n_0 e^2 \lambda_g^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

La discussion a été reprise sous une forme voisine par Rompe et Steenbeck (43) dans un article d'ensemble sur les propriétés des plasmas. L'ionisation n_0 sera donc toujours voisine de N_E dans ces phénomènes de propagation. Or, dans l'exemple numérique donné plus haut, les valeurs calculées pour la vitesse v montrent qu'il suffit que le rapport $(N_E - n_0)/N_E$ varie entre quelques centièmes et quelques millièmes pour qu'on obtienne toutes les valeurs nécessaires. La limitation ainsi introduite n'est pas contredite par l'expérience.

Enfin si n_0 est supérieur à N_E, la vitesse devient imaginaire ; il n'y a plus de propagation. Ce dernier cas est important lorsque la fréquence excitatrice diminue ; l'ionisation limite qui est proportionnelle au carré de la fréquence décroît rapidement et devient plus petite que l'ionisation minimum nécessaire à l'entretien de la décharge. Les conditions réalisées dans la décharge pour des fréquences suffisamment basses ne permettront jamais l'établissement d'ondes stationnaires, ce qui semble aussi en accord avec l'expérience.

L'influence de la pression du gaz à fréquence constante s'explique par les variations correspondantes de l'ionisation nécessaire pour la stabilité de la décharge. En particulier, sur des ondes très courtes, lorsque la décharge s'établit sous une pression élevée, elle est très brillante, l'ionisation est intense, on ne discerne pas d'ondes stationnaires ; en abaissant la pression, on arrive à entretenir la décharge avec un degré d'ionisation plus faible qui permet la propagation des mouvements électroniques.

La théorie exposée semble donc assez séduisante. Il faut tout de même remarquer la petitesse des pressions électroniques qu'elle met en jeu. Dans l'exemple numérique donné plus haut, la pression électronique est de l'ordre du dix-millième de barye pour une température électronique de 10 000°.

Propagation des vibrations dans un milieu cylindrique. — Le cas d'un milieu illimité, très simple en théorie, n'est d'ailleurs pas réalisable en pratique. Au laboratoire, le gaz ionisé est enfermé dans un tube et il faut tenir compte des conditions aux limites du volume considéré dans des directions perpendiculaires à la direction de propagation. Les causes, capables d'assurer une propagation et que nous venons d'examiner, joueront de la même façon dans un tube ; mais il devient aussi possible d'imaginer un mécanisme purement électrique.

1° En particulier, nous pouvons supposer que le gaz uniformément ionisé est contenu dans un long tube étroit (42). On provoque dans une région du tube une perturbation d'amplitude assez petite pour ne pas modifier l'ionisation préexistante. Dans une tranche du tube d'abscisse x, un déplacement des électrons au temps t donne une

valeur non nulle à la charge de la tranche. Un calcul analogue à celui de Tonks et Langmuir donne pour valeur de la densité électrique :

$$\rho = ne\frac{\partial \xi}{\partial x}.$$

Or une charge électrique répartie uniformément en une couche d'étendue limitée produit en un point un champ qui dépend cette fois de la distance du point à la couche et qui décroît très vite avec cette distance. Les électrons en dehors de la zone perturbée seront donc sollicités par le champ dû à une modification dans la répartition des charges de cette zone et la perturbation se propagera dans le milieu.

Le calcul complet serait difficile ; mais on peut remarquer qu'un électron est surtout sollicité par l'action des charges voisines et ces charges dont l'influence est prépondérante sont d'autant plus proches que le tube est plus étroit. La force qui s'exerce sur les électrons d'une tranche du tube est la différence des actions des deux parties du tube qui comprennent cette tranche. Si l'on ne tient compte que des charges très voisines, on peut admettre que le champ au point d'abscisse x est proportionnel à la variation de densité électrique, c'est-à-dire au gradient $\partial\rho/\partial x$ de la densité ; il sera de la forme $-a^2\partial\rho/\partial x$, a^2 étant une constante. L'équation du mouvement des électrons est :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{a^2 ne^2}{m}\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \qquad (27)$$

Elle exprime qu'une perturbation dans la répartition des électrons se propage le long du tube avec une vitesse v dont la valeur est :

$$v = ae\sqrt{n/m}. \qquad (28)$$

Le coefficient a a les dimensions d'une longueur ; il dépend du rayon du tube et s'annule avec ce rayon ; si r est petit, on peut poser $a = kr$ et $v = kre\sqrt{n/m}$.

La vitesse de propagation dans le tube est ainsi proportionnelle à la racine carrée du nombre d'électrons par centimètre cube. En prenant $N = 10^8$ électrons par centimètre cube, on trouve $v/a = 1{,}6.10^8$. Pour un tube donné, une variation de la vitesse dans le rapport de 1 à 10 exige une variation correspondante de la densité électronique dans le rapport de 1 à 100, donc une augmentation de l'ionisation beaucoup plus considérable que dans l'hypothèse de l'action simultanée de la pression électronique.

Cette théorie ne représente évidemment qu'une approximation assez grossière, elle ne tient pas compte d'éléments variés du problème : la répartition des charges dans une section du tube est considérée comme uniforme alors qu'en réalité elle varie de l'axe du tube à la paroi ; les forces subies par un électron sont limitées aux actions des charges très

voisines ; la forme du champ admise dans le calcul est ainsi telle que rot E = 0.

D'après les propriétés vues précédemment, cette dernière condition exclut les phénomènes de propagation que semble donner l'équation (27) ; la théorie simple rencontre ici une difficulté. Pour écrire l'équation (27), j'ai admis que l'électron était soumis à un champ E tel que :

$$E = -a^2 ne \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Si l'on écrit en même temps l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi\rho = 4\pi ne \frac{\partial \xi}{\partial x},$$

on en tire, en l'absence de tout champ extérieur :

$$E = 4\pi ne\xi.$$

La comparaison des deux valeurs de E montre que ξ doit être une fonction harmonique de x de pulsation α telle que :

$$\alpha^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda_g^2} = \frac{4\pi}{a^2};$$

l'expression de la vitesse de propagation de la perturbation devient :

$$v = \frac{\lambda_g}{\sqrt{\pi}} e\sqrt{n/m}.$$

On en déduit pour la fréquence propre du milieu la valeur $\nu = \nu_E$. Pour une valeur donnée de n, la vitesse de propagation est proportionnelle à la longueur d'onde, donc la vitesse de groupe des ondes $u = v - \lambda dv/d\lambda$ est nulle ; il n'y a pas de transmission d'énergie, on ne peut pas parler de propagation réelle. Mais ainsi que je l'ai remarqué plus haut, le champ n'est pas parallèle à l'axe et ne garde pas une valeur constante en tout point d'une section du tube ; on a donc rot E $\neq$ 0 et l'objection soulevée ne se présenterait pas dans une théorie plus complète.

2° Jonescu (44) a essayé d'aborder le problème d'une manière toute différente. Il admet que la formule $v = 1/\sqrt{LC}$, qui donne la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils métalliques parcourus par des courants de haute fréquence, est valable aussi pour les tubes à gaz ionisés. Il calcule les valeurs qu'il convient d'attribuer à la capacité et au coefficient de self-induction par unité de longueur du tube à gaz ionisé ; mais les formules proposées ne paraissent pas s'imposer, en particulier pour la capacité linéaire du tube, en raison des hypothèses faites pour les établir.

3° J'ai cité (p. 24) des mesures relatives à la propagation des étin-

celles et des éclairs. La théorie développée par Schonland, reprise et complétée par Cravath et Loeb (67, p. 544), pour expliquer les phénomènes dans ces différents cas, ne paraît pas transposable aux propagations à basse pression qui nous intéressent.

Remarques sur la vérification des théories précédentes. — *a*) Toutes les théories proposées supposent qu'une ionisation constante est entretenue dans le gaz, par exemple en y provoquant une décharge à fréquence basse, et que les oscillations de haute fréquence déplacent les charges existantes sans modifier le degré d'ionisation. Ce ne sont pas les conditions de la plupart des expériences dans lesquelles le champ de haute fréquence qui produit les perturbations qui se propagent entretient aussi l'ionisation. Mais, tout au moins à très basse pression, la diffusion assure une répartition des centres électrisés à partir de la région excitée et les oscillations électroniques dont on observe la propagation se superposent aux mouvements de diffusion.

b) Une vérification quantitative des formules exigerait la mesure de la densité électronique et de l'énergie d'agitation moyenne des électrons. Une telle mesure peut se faire par l'introduction d'une sonde dans la décharge. Pour obtenir des résultats corrects, il faut porter la sonde à des potentiels variés par rapport à un point de potentiel fixe pris dans la décharge et mesurer l'intensité du courant qui s'écoule par la sonde ; Langmuir et ses collaborateurs (45) ont longuement discuté les caractéristiques ainsi obtenues dans certains cas particuliers de décharges et en ont déduit le nombre d'électrons par centimètre cube présents dans la décharge, l'énergie moyenne des électrons, donc leur température, et la distribution du potentiel d'espace.

La méthode a été appliquée par Banergi et Ganguli (46) à des décharges en haute fréquence, excitées dans un long tube muni d'électrodes extérieures, sur des longueurs d'onde de 100 à 300 m. Une petite bobine de fer en relation avec la terre et placée dans le tube de façon à ne pas troubler la décharge servait d'électrode de référence à potentiel fixe ; l'exploration des différents points de la décharge se faisait en déplaçant l'ensemble de la décharge par rapport à la sonde fixée à la paroi, grâce à une poignée d'ébonite qui permettait de faire glisser simultanément les électrodes extérieures le long du tube. Les concentrations mesurées dans l'hydrogène varient entre $2{,}30.10^{10}$ et $7{,}66.10^{11}$ électrons par centimètre cube sous une pression de quelques centièmes de millimètre de mercure, tandis que dans l'air ou l'oxygène, elles sont de l'ordre de 10^8 électrons par centimètre cube.

Le travail de Banerji et Ganguli a été vivement critiqué par H. Beck (47) qui a mis en évidence la difficulté d'introduire une électrode de référence convenable dans la décharge, lorsqu'on ne peut utiliser une électrode à potentiel fixe, ainsi qu'on le fait en prenant

par exemple l'anode dans une décharge sous tension continue. De ses recherches personnelles, Beck conclut que les caractéristiques de sonde obtenues permettent une évaluation assez correcte de la température électronique, mais ne peuvent donner quantitativement ni le potentiel d'espace, ni les concentrations électroniques. Toutefois, les analogies entre les courbes obtenues en haute fréquence et sous tension continue, les autres conditions expérimentales étant les mêmes, le confirment dans l'idée d'une similitude complète entre les deux genres de décharges au point de vue de la répartition des vitesses et des concentrations électroniques ; en particulier les vitesses sont distribuées suivant la loi de Maxwell et l'on peut définir une température électronique de la façon habituelle.

Je n'ai pas effectué de mesures de ce genre ; mais les résultats de Beck autorisent à faire des comparaisons avec les valeurs connues pour les décharges sous tension continue. Des concentrations de 10^8 à 10^{12} électrons par centimètre cube représentent des valeurs normales pour des décharges lumineuses ; les valeurs les plus faibles paraissent seules convenir aux besoins de la théorie.

c) L'influence des dimensions du tube à décharge n'a pas été étudiée de façon systématique. Toutefois une expérience qualitative de Jonescu (44) montre simplement l'augmentation de vitesse avec le diamètre du tube. Un tube de verre est composé de trois morceaux ayant chacun 13 cm. de long et respectivement 4, 3, et 2 cm. de diamètre ; on approche l'oscillateur de l'un ou l'autre des bouts du tube ; on observe un plus grand nombre de fuseaux dans la portion de diamètre 2 cm. que dans les deux autres.

Les mesures de Snoddy, Dietrich et Beams sur la propagation d'impulsions de potentiel, rappelées à la fin du chapitre II, montrent aussi nettement une augmentation de la vitesse en fonction du diamètre du tube.

On peut se demander si la grandeur de la section du tube agit directement comme le voudrait la théorie de la page 36, ou si elle intervient indirectement en facilitant ou gênant l'ionisation du gaz.

Réflexion des ondes. — L'analyse détaillée des phénomènes dans la région où se produit la réflexion pose des problèmes que je n'ai pas abordés. Il est difficile d'admettre une simple réflexion des électrons sur la paroi terminale du tube ; une émission secondaire doit se produire. Toutefois, quand l'onde stationnaire est établie, il faut remarquer qu'on a un nœud de vitesse près de la paroi ; à ce moment, la vitesse d'oscillation des électrons ne peut plus jouer aucun rôle dans la production d'électrons secondaires au niveau de la surface réfléchissante.

CHAPITRE IV

Décharge dans un tube muni d'électrodes.

Régimes obtenus avec différents modes d'excitation. — 1) La décharge est produite dans un tube muni vers ses extrémités de deux électrodes cylindriques en papier d'étain ; elle présente des fuseaux en nombre variable avec l'intensité de l'excitation. Si les électrodes sont reliées aux deux extrémités d'une boucle de fil couplée à l'oscillateur, les fuseaux sont souvent déformés au voisinage des électrodes et moins nets que dans le reste du tube, mais il est à remarquer que le nombre des segments lumineux est toujours impair. Par exemple, dans un tube de 38 cm. de longueur, j'ai observé 3, 5, 7 ou 9 fuseaux. L'explication est facile : les conditions au niveau des électrodes ne sont pas indépendantes comme elles le sont dans des exemples rencontrés en acoustique, tuyau ouvert ou corde fixée à ses extrémités ; ici, à un instant donné, les électrodes ont toujours des charges de signes contraires ; donc les élongations des électrons au voisinage des électrodes doivent être de même sens, ceci indépendamment de tout décalage des vibrations des électrons par rapport aux charges et décharges successives des électrodes ; cette condition n'est satisfaite que si les segments extrêmes de la décharge sont séparés par un nombre impair de fuseaux.

L'expérience complémentaire m'a été signalée par M. C. Gutton. L'un des fils venant de la boucle d'accord se divise en deux branches égales allant aux électrodes dont les charges sont ainsi les mêmes à tout instant, l'autre fil reste libre. La décharge ainsi excitée présente un nombre pair de segments. Lorsqu'on excite le tube directement sans électrodes, on peut au contraire obtenir indifféremment un nombre pair ou impair de segments dans la longueur du tube.

2) Au lieu de placer les électrodes près des extrémités du tube, on peut les en écarter. La décharge s'établit entre les électrodes et s'étend au-delà, la partie la plus brillante n'est pas toujours entre les électrodes ; de ce fait, il peut se former de part et d'autre des électrodes des fuseaux de longueurs différentes. En changeant l'excitation, on obtient des aspects très variés de la décharge ; les électrodes, selon les cas, se trouvent en face de régions brillantes ou de régions sombres, ou en face de régions intermédiaires ; les dispositions observées dépendent à la fois de la position des électrodes et de la longueur du tube.

Fréquences propres d'un tube à décharge. — Dans un tube de longueur donnée, il ne peut se développer que certains systèmes d'ondes stationnaires ; les longueurs d'onde possibles dans le gaz $(\lambda_g)_n$ sont

imposées par le tube. D'autre part, sous une pression déterminée, l'existence d'un état de décharge stable est liée à des valeurs de l'ionisation du gaz et de l'énergie moyenne des électrons bien définies. Il s'ensuit que la valeur de la vitesse de propagation v_n des oscillations électroniques pour les différentes longueurs d'onde dans le gaz est alors fixée, ce qui entraîne l'existence de fréquences privilégiées $\nu_n = v_n/(\lambda_g)_n$ correspondant aux différents systèmes d'ondes stationnaires possibles.

Il est permis de penser que la considération de ces fréquences propres du tube doit présenter un grand intérêt dans l'étude de la décharge; à l'approche d'une résonance, l'augmentation d'amplitude des mouvements des électrons peut provoquer des variations notables de l'ionisation; en outre les variations de phase des particules par rapport au champ excitateur peuvent amener des changements importants dans la répartition du champ existant en chaque point du tube et favoriser ou contrarier la décharge. Ces actions seront nettes si le nombre des internœuds est petit, ceci pour deux raisons : d'abord, un petit nombre d'internœuds correspond à une grande vitesse de propagation, donc à une ionisation forte ; en second lieu, si le nombre des fuseaux est grand, comme les phénomènes dans deux fuseaux successifs sont opposés, en moyenne les différents fuseaux neutralisent leurs effets. Quelques expériences sur des décharges établies de façon stable ont montré directement ces influences sur la différence de potentiel entre les électrodes; quant au rôle des fréquences privilégiées au moment de l'établissement d'une décharge, il fera l'objet d'une étude détaillée dans la seconde partie de ce mémoire.

Différence de potentiel entre les électrodes. — Les électrodes annulaires sont placées aux deux extrémités du tube et reliées, d'une part, au système d'accord, d'autre part, aux deux plateaux d'un petit électromètre de Gutton et Laville (48) qui permet de mesurer la différence de potentiel efficace entre les électrodes. (L'emploi d'un tel électromètre sera précisé dans la seconde partie). On vérifie que si l'oscillateur est assez éloigné du circuit du tube pour que le gaz ne s'illumine pas, l'électromètre donne une déviation toujours croissante lorsqu'on augmente le chauffage des triodes de l'oscillateur.

On rapproche un peu l'oscillateur de façon que le tube s'illumine. Une variation régulière de l'intensité de l'excitation est alors accompagnée en général d'une variation irrégulière de la déviation de l'électromètre. Les irrégularités sont en relation avec la forme des segments lumineux de la décharge au voisinage des électrodes; par exemple, on obtient une différence de potentiel U pour une décharge divisée en cinq fuseaux sensiblement égaux, de sorte que les électrodes sont à peu près en face d'espaces sombres; on augmente légèrement l'excitation; la décharge, troublée un instant, se stabilise sur un nouveau régime à cinq segments, dont trois fuseaux complets et deux incomplets aux

extrémités du tube, les électrodes se trouvant alors en face de régions brillantes; la différence de potentiel devient U', supérieure à U; un nouvel accroissement de l'excitation provoque l'apparition d'un régime avec trois fuseaux complets, donc avec espaces sombres près des électrodes, et ce changement s'accompagne d'une diminution considérable de la différence de potentiel; puis le passage à trois segments, dont un fuseau complet et deux fuseaux extrêmes tronqués, par suite d'une nouvelle augmentation du chauffage des triodes, ramène une valeur plus élevée de la différence de potentiel.

Le réglage plus ou moins précis de l'accord entre le circuit du tube et l'oscillateur avant l'allumage de la décharge a une influence notable sur les phénomènes observés qui manifestent bien les réactions de la décharge sur le circuit relié aux électrodes, sans qu'il soit facile de préciser le mécanisme de ces réactions.

Action sur un résonateur de Hertz. — On peut suivre les modifications de l'état du gaz au voisinage de la résonance du tube sur le mode fondamental en étudiant l'action de la décharge sur un résonateur de Hertz. Les mesures ont porté sur un tube de diamètre extérieur 2,4 cm., muni d'électrodes intérieures planes, parallèles, distantes de 23,7 cm. La pression de l'air résiduel était fixe, de l'ordre du millième de millimètre de mercure; la longueur d'onde excitatrice était de 4,20 m.

1° Pour une excitation déterminée, on trace la courbe de la déviation du galvanomètre relié à la soudure en fonction de la position du résonateur; ce dernier est protégé de l'action directe de l'oscillateur et de la boucle d'accord par une plaque de zinc percée de deux trous pour le passage des fils venant aux électrodes. On augmente peu à peu le chauffage des triodes de l'oscillateur et on trace le réseau des courbes qui correspondent à des excitations croissantes; un des réseaux obtenus est reproduit sur la figure 16. On voit que les courbes se partagent en deux groupes. Pour de faibles excitations, les courbes présentent un maximum, d'ailleurs peu important, vers le milieu du tube, alors que l'action sur le résonateur est faible au voisinage des électrodes; les ordonnées correspondant aux différentes positions du résonateur augmentent à mesure que l'excitation croît; mais le tube reste peu lumineux; dans l'état correspondant à la courbe I, on devinait encore trois segments dans la décharge, mais dans l'état correspondant à la courbe II, la luminosité était à peu près uniforme. Pour de fortes excitations, on obtient encore un maximum au milieu du tube, mais ce maximum est de plus en plus petit à mesure que l'excitation croît; il est encadré par deux minima bien marqués qui le séparent de maxima très accusés au voisinage des électrodes; ces régimes correspondent à une brillance du tube beaucoup plus grande (courbes III, IV, V). Si l'on opère par excitation décroissante, on a les mêmes courbes dans l'ordre inverse (courbes VI, VII, VIII).

Il est facile de tracer un réseau serré de courbes de chaque type, mais il ne semble pas possible d'obtenir des intermédiaires. En effet, si, partant d'une courbe du premier groupe, on fait croître légèrement l'excitation pour obtenir une courbe voisine, d'ordonnées un peu plus grandes, on constate, à partie d'une certaine excitation, que la décharge ne se stabilise pas sur un régime voisin; mais, si le résonateur est par exemple au voisinage d'une électrode, alors que l'excitation est maintenue constante, on voit croître la déviation du galvanomètre, la décharge étant peu lumineuse; puis brusquement la décharge devient

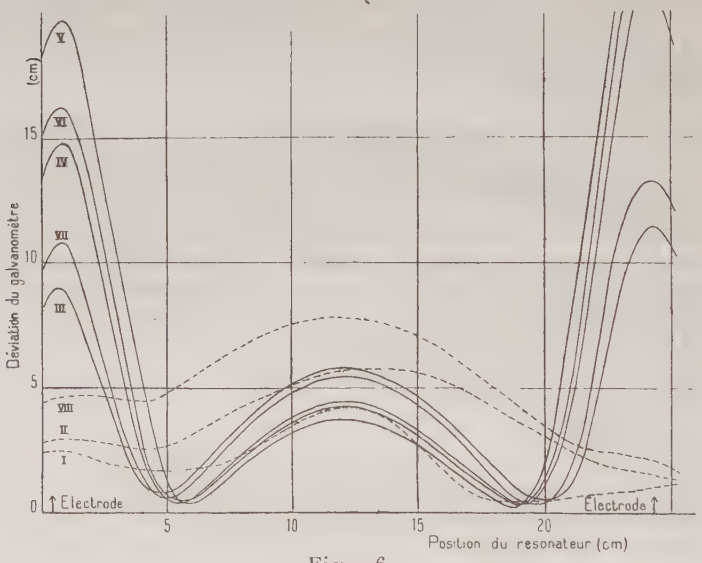


Fig. 16.

très lumineuse, en même temps que le galvanomètre se fixe; à ce moment, si l'on trace la courbe des déviations, on obtient une courbe du second type. En essayant de diminuer l'excitation, on obtient le changement inverse de la même manière brusque.

2° Ces résultats peuvent s'interpréter de la façon suivante : la fréquence fondamentale ν_0 du tube dépend de la valeur de l'ionisation; d'autre part on excite le tube sur une fréquence déterminée ν. Au moment de la résonance, le tube vibre en demi-onde, avec des nœuds de courant aux extrémités de la colonne gazeuse. Si l'on n'est pas à la résonance, dans le cas où l'excitation est faible et l'ionisation peu intense, la fréquence propre ν_0 est inférieure à la fréquence imposée, les oscillations forcées des électrons sont en opposition de phase avec les oscillations du champ excitateur, ce qui signifie que le déplacement des

électrons se fait à chaque instant vers l'électrode au potentiel le plus bas; la charge spatiale est alors positive au voisinage de l'électrode au potentiel le plus élevé et négative vers l'autre extrémité du tube. Avec une excitation forte et une ionisation intense, la fréquence propre de la colonne gazeuse devient au contraire supérieure à la fréquence d'excitation et les oscillations des électrons sont en phase avec celles du champ excitateur; la distribution des charges dans le tube donne une densité négative au voisinage de l'électrode à haut potentiel et une densité positive près de l'électrode à bas potentiel.

Les deux genres de courbes se rattachent à ces deux modes de distribution des charges spatiales; une correspondance précise est toutefois difficile à établir. Lorsqu'on est près de la résonance les amplitudes des mouvements électroniques sont grandes au milieu du tube, que l'on soit d'un côté ou de l'autre de la résonance; les courbes au résonateur présentent un maximum qui s'atténue quand on s'éloigne de l'ionisation de résonance dans un sens ou dans l'autre. Près des électrodes, les phénomènes sont au contraire profondément modifiés par suite du changement de signe de la charge spatiale.

L'impossibilité d'obtenir des aspects intermédiaires provient sans doute d'une variation brusque dans l'ionisation lorsqu'on approche de la résonance; à partir d'une certaine excitation, l'amplitude des mouvements électroniques augmente beaucoup, ce qui augmente le degré d'ionisation du milieu et rapproche de la résonance; l'état du tube ne peut se stabiliser que pour l'ionisation de résonance. La transition de la colonne peu lumineuse à la colonne très brillante marquerait ce changement brusque. Ce résultat me semble devoir être rapproché d'une expérience de C. Gutton (49) dans laquelle un tube contenant un gaz ionisé était soumis à un champ de haute fréquence d'amplitude constante. Pour différentes ionisations initiales, on mesurait la conductibilité du gaz en l'absence, puis en présence du champ de haute fréquence; pour les faibles ionisations, elle est peu modifiée; mais il existe une ionisation initiale pour laquelle on observe une très forte augmentation de la conductibilité qui se fixe par un saut brusque à une valeur bien déterminée. Si le champ de haute fréquence est moins intense, l'ionisation initiale correspondante doit être plus forte, mais la conductibilité au moment du saut brusque se stabilise à la même valeur.

Influence d'un champ magnétique ou d'un champ électrique constant. — J'ai fait quelques essais qualitatifs sur ces actions.

1° Si l'on approche du tube à décharge un barreau aimanté, dans une direction normale à l'axe du tube, on observe un changement dans la disposition des fuseaux. Les régions sombres sont les plus sensibles à l'action de l'aimant. Le cas le plus intéressant est obtenu lorsque l'excitation de l'oscillateur est trop faible pour que la décharge atteigne

l'extrémité du tube et qu'une réflexion se produise; l'approche du barreau aimanté provoque alors un raccourcissement de la colonne lumineuse et l'apparition des fuseaux; le champ magnétique de l'aimant rejette les particules en oscillation vers la paroi du tube et provoque une réflexion sur cette paroi.

Lorsque la décharge présente des plasmoïdes, l'action d'un champ magnétique dans certains cas les fait disparaître, dans d'autres cas les fait apparaître, ce que Wood avait déjà noté (5). Pour séparer l'effet de masse conductrice de l'effet du champ magnétique, il suffit de remplacer l'aimant par des bobines parcourues par un courant convenable; les déformations de plasmoïdes observées dans ces conditions n'ont pas pu être systématisées.

2° La superposition d'un champ électrique constant au champ de haute fréquence provoque également des déformations de la décharge et des plasmoïdes. L'application simultanée de ces champs se fait dans un tube muni de deux électrodes intérieures reliées à un résonateur couplé à l'oscillateur. On intercale au milieu du circuit du résonateur un condensateur de capacité beaucoup plus grande que celle des électrodes; ses armatures sont reliées aux pôles d'une machine à courant continu qui établit ainsi une différence de potentiel constante de quelques centaines de volts entre les électrodes.

Pour une fréquence correspondant à une longueur d'onde de 4,20 m. la colonne lumineuse est séparée des électrodes par des espaces sombres; lorsqu'on applique le champ constant, la lueur est en général repoussée par la cathode et légèrement attirée par l'anode, ainsi qu'en témoigne la déformation des courbes qui représentent l'action de la décharge sur un résonateur. De façon exceptionnelle, le déplacement de la lueur s'est fait de l'anode vers la cathode, avec inversion du courant continu débité, pour des régimes de décharge avec fuseaux tronqués près des électrodes. Ce sens de déplacement avait été régulièrement obtenu par Kirchner (7 *bis*) sur une décharge dans l'argon entre électrodes distantes de 3 cm.

Si ces essais n'ont pas donné de résultats bien intéressants pour la question qui nous occupe ici, l'action simultanée des deux champs a cependant permis d'observer des décharges brusques de courte durée que j'ai décrites ailleurs (5o) et qui ressemblent beaucoup à l'effet Rocky-Point des lampes émettrices des stations radiotélégraphiques.

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DU POTENTIEL EXPLOSIF DE DÉCHARGES EN HAUTE FRÉQUENCE

CHAPITRE V

Mesure du potentiel explosif.

Montage des expériences. — La méthode suivie pour la mesure du potentiel explosif de la décharge en haute fréquence est analogue à celle qui a été utilisée par H. Gutton (12).

Après examen des mesures faites par différents auteurs, j'ai limité mes recherches au domaine des longueurs d'onde comprises entre quelques mètres et 300 m. environ ; c'est en effet dans cette zone qu'apparaissent les variations brusques du potentiel explosif. Comme il importait de pouvoir faire rapidement un grand nombre de mesures sur des

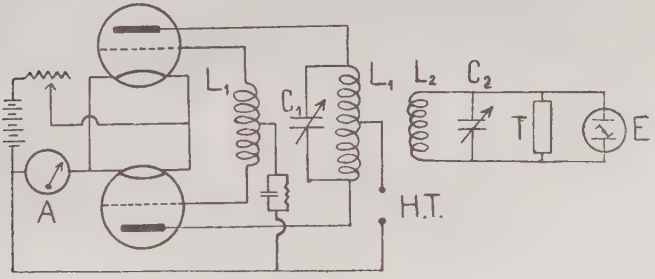


Fig. 17.

longueurs d'onde différentes, j'ai adopté un oscillateur unique (fig. 17) à deux lampes Métal E4 montées de façon symétrique, avec un jeu de selfs à nombre de spires plus ou moins grand et une série de condensateurs variables permettant de couvrir tout le domaine voulu ; la substitution des selfs et des capacités les unes aux autres se fait en quelques minutes, sans changement dans le reste du montage de l'oscillateur.

La décharge est produite dans des tubes cylindriques de différentes longueurs en verre genre Sibor. Ces tubes présentent aux deux extré-

mités des faces planes sur lesquelles on colle des disques de laiton mince qui servent d'électrodes ; la distance entre les électrodes est ainsi bien définie ; en outre, l'emploi de tubes directement fermés évite les inconvénients du mastiquage de plaques de verre sur des tubes rodés tels que ceux utilisés par Gutton.

Les électrodes sont reliées à un résonateur constitué, selon la fréquence utilisée, par une boucle de fil de longueur convenable ou par une bobine en parallèle avec un condensateur de capacité variable. La différence de potentiel efficace entre les électrodes est mesurée à l'aide d'un petit électromètre de C. Gutton et G. Laville (48) ; les différentes sensibilités nécessaires sont obtenues soit en changeant le fil de quartz qui soutient l'aiguille d'aluminium, soit en écartant ou en rapprochant les plateaux entre lesquels l'aiguille tourne. Cet électromètre doit être placé près du tube à décharge afin que ses plateaux soient réunis aux électrodes par des fils aussi courts que possible. La graduation en volts efficaces s'effectue à 50 périodes par comparaison avec un électrodynamomètre Carpentier ou un voltmètre électrostatique Ayrton Mather (Cambridge and Paul Instrument C°) ; des contrôles fréquents permettent de s'assurer de la constance de l'appareil.

Pour chaque fréquence, l'accord est d'abord exactement réalisé entre l'oscillateur et le résonateur en suivant les indications de l'électromètre. Le couplage est toujours faible ; de plus, il est bon de s'assurer que des changements de position du résonateur par rapport au tube à décharge ne modifient pas la valeur du potentiel explosif ; pour éviter de telles erreurs, il faut écarter suffisamment du tube la bobine du résonateur et disposer l'axe de cette bobine perpendiculairement à l'axe du tube. En outre, j'ai vérifié qu'une modification dans le rapport de la self à la capacité du résonateur maintenu à l'accord ne change pas la valeur du potentiel explosif.

Les mesures ont porté sur l'hydrogène débarrassé de vapeur de mercure grâce à l'interposition d'un piège à air liquide entre la jauge et le tube. Avant une série de mesures, le tube est rempli, sous une pression de l'ordre du millimètre, d'hydrogène dans lequel on fait passer la décharge, puis vidé ; l'opération est répétée plusieurs fois.

Chaque série de mesures du potentiel explosif est faite à fréquence constante et à diverses pressions. J'opère de la manière suivante : la canalisation du tube étant isolée de la pompe par la fermeture d'un robinet, je fais rentrer de l'hydrogène par l'osmorégulateur ; puis j'augmente progressivement le chauffage des triodes de l'oscillateur, en suivant la déviation croissante de l'électromètre. Le réglage de l'intensité du courant de chauffage des lampes se fait par le jeu de deux rhéostats en série, un rhéostat à curseur ordinaire qui permet les variations importantes, et un rhéostat constitué par un fil de maillechort ($L = 107$ cm., $D = 2$ mm.) tendu qui traverse un curseur mobile en ébonite contenant du mercure, qui permet une variation progressive

de l'intensité en évitant les imperfections des contacts. Au moment précis où le tube à décharge s'allume, l'électromètre subit une chute brusque ; la valeur maximum atteinte par la déviation fournit la valeur du potentiel explosif. Il convient de recommencer plusieurs fois la mesure, car, ainsi que la plupart des expérimentateurs l'ont noté, le premier passage de la décharge est souvent plus difficile que les suivants et donne des résultats incohérents ; on diminue donc le potentiel entre électrodes jusqu'à l'extinction du tube, puis on excite de nouveau la décharge ; le potentiel explosif se fixe alors à une valeur bien déterminée, à condition encore de ne pas rallumer la décharge aussitôt qu'elle est éteinte, car l'ionisation résiduelle pourrait diminuer considérablement la valeur du potentiel explosif. Cette mesure effectuée, on détermine avec la jauge la valeur de la pression. Puis on fait rentrer un peu de gaz par l'osmorégulateur et on recommence les opérations pour cette nouvelle pression. Les mesures faites dans ces conditions peuvent être, en général, reproduites facilement et donnent des résultats concordants, en moyenne à 5 o/o près.

Aux très basses pressions, ainsi que l'a déjà signalé Zoucker-mann (13), la chute de tension au moment de l'allumage du tube s'atténue et finit par disparaître ; si l'on opère dans une obscurité complète, on peut néanmoins déterminer une tension à partir de laquelle le tube émet une très faible lueur qui croît lorsque la tension augmente ; les mesures dans ce domaine sont assez délicates.

Description des réseaux de courbes. — Les réseaux de caractéristiques représentent les variations du potentiel explosif en fonction de la pression, pour différentes fréquences ; ils se rapportent à des tubes de même diamètre, $d_e = 3{,}65$ cm. et de longueurs différentes, soit 6,1 cm., 8 cm., 10 cm. et 14,9 cm. Dans cette première série d'expériences, le diamètre des électrodes 3,3 cm. est égal au diamètre intérieur des tubes.

De façon générale, les courbes sont analogues à celles décrites par H. Gutton pour des tubes de dimensions comparables et les complètent en quelques points. Avec le tube de 10 cm. (fig. 18), aux fréquences correspondant à des longueurs d'onde comprises entre 150 m. environ et 34 m., à mesure qu'on diminue la pression, le potentiel explosif commence par diminuer, passe par un minimum, puis, à une pression peu inférieure à celle du minimum, subit une très grande augmentation pour une très faible variation de la pression, ce qui se traduit sur les courbes par une portion presque verticale ; après cette discontinuité, le potentiel explosif croît rapidement lorsque la pression continue à décroître. La pression P correspondant à la variation brusque est d'autant plus faible et l'amplitude de la variation d'autant plus grande que l'onde est plus courte. Cette variation est telle que, sur des ondes inférieures à 65 m., il devenait impossible d'allumer le tube,

avec la puissance dont on disposait, en-dessous d'une valeur bien définie de la pression. Si l'on continue à diminuer λ, à partir d'une certaine longueur d'onde, la variation brusque disparaît ; les courbes

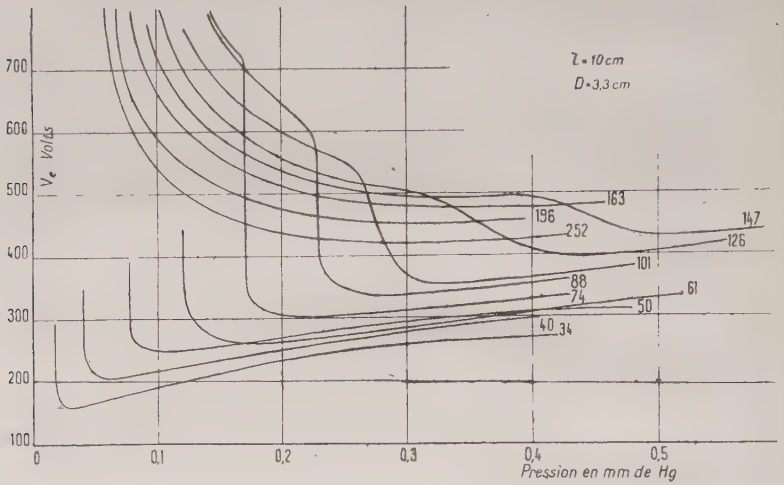


Fig. 18.

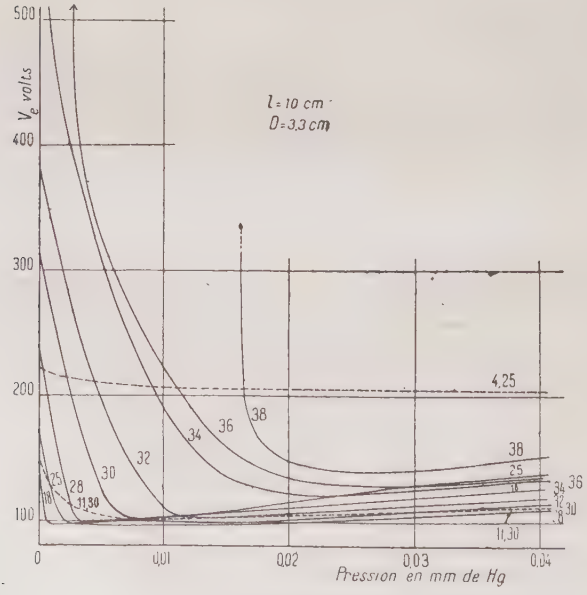


Fig. 19.

remontent très rapidement du côté des faibles pressions, mais on peut suivre cette remontée de façon continue (fig. 19). L'hydrogène étant débarrassé de la vapeur de mercure, toutes les courbes, en accord avec les résultats de Zouckermann, présentent ainsi un minimum que H. Gutton qui opérait en présence de vapeur de mercure n'avait pu observer aux très hautes fréquences.

Les mesures dans la zone de transition où disparaissent les varia-

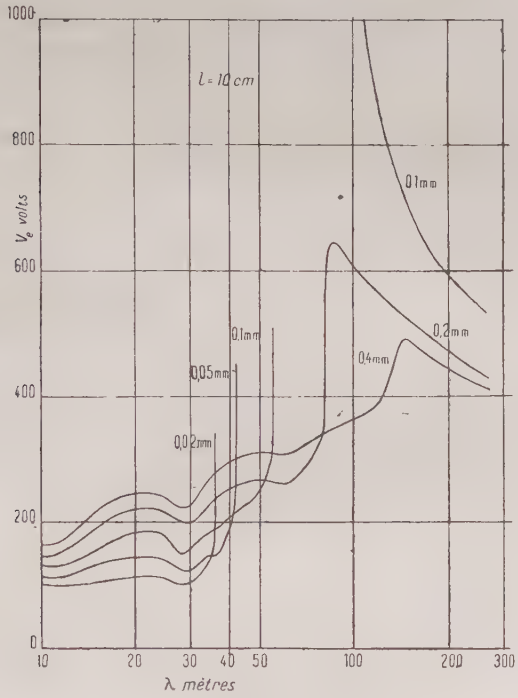


Fig. 20.

tions brusques présentent facilement des écarts notables d'une expérience à l'autre, surtout au voisinage du minimum du potentiel explosif. La fréquence limite n'est pas rigoureusement définie ; c'est ainsi que la série de mesures qui a fourni le réseau de la figure 18 montre une variation brusque sur l'onde de 34 m. alors que, sur la figure 19 où sont rassemblés les résultats de mesures ultérieures, c'est environ à 37 m. que se produit la modification dans l'allure des courbes. Je reviendrai sur cette question dans les chapitres suivants (p. 62 et 73).

Aux très courtes longueurs d'onde, $\lambda < 10$ m., le minimum du potentiel explosif reprend des valeurs plus grandes et les courbes se

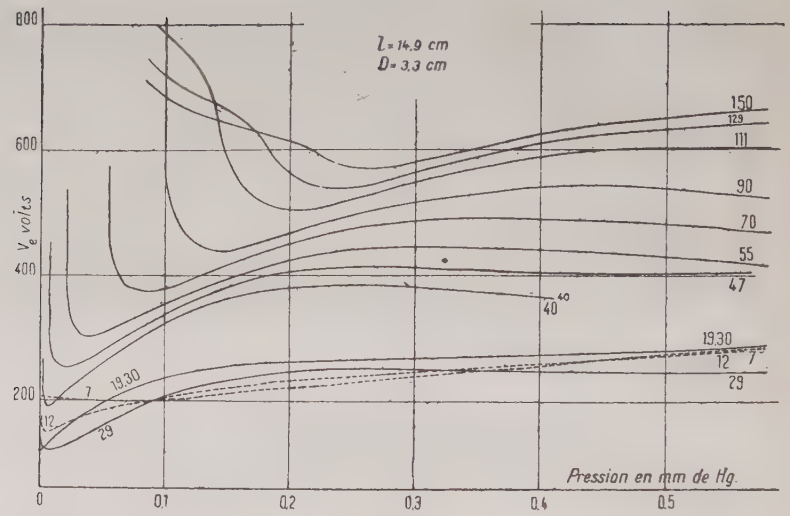

l = 14,9 cm
D = 3,3 cm
800
600
400
200
0
V_e volts
150
129
111
90
70
55
47
40
19,30
12
7
29
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
Pression en mm de Hg.

Fig. 21.

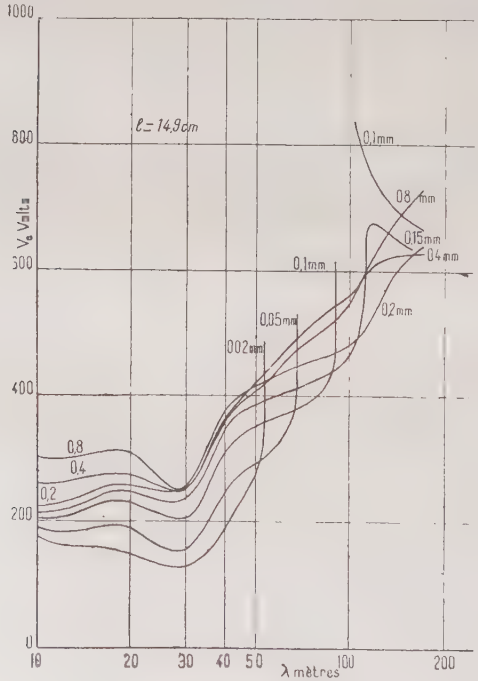

1000
800
600
400
200
0
V_e Volts
ℓ = 14,9 cm
0,1mm
0,8 mm
0,15mm
0,4mm
0,1mm
0,05mm
0,2mm
0,02mm
0,8
0,4
0,2
10
20
30
40
50
100
200
λ mètres

Fig. 22.

déplacent dans le sens des potentiels croissants à mesure que la fréquence augmente.

Au contraire, du côté des grandes ondes, $\lambda > 180$ m., on observe dans tout le domaine de pression utilisé une diminution du potentiel explosif lorsqu'on passe d'une certaine longueur d'onde à une autre plus grande. A partir du minimum, du côté des pressions croissantes, les courbes montent lentement, sans présenter d'anomalies.

Du réseau des courbes à fréquence constante, on déduit facilement le réseau des courbes à pression constante (fig. 20) ; celles-ci font bien ressortir pour chaque pression l'existence d'une fréquence critique

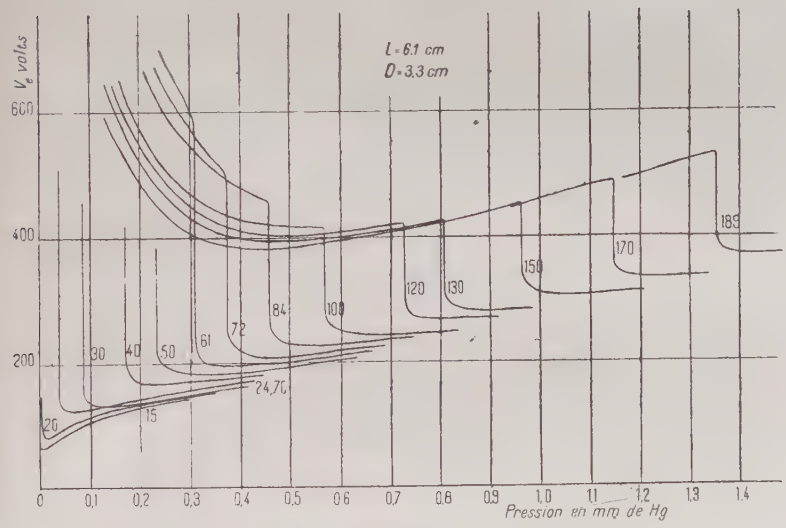


Fig. 23.

minimum en-dessous de laquelle il est pratiquement impossible aux faibles pressions d'allumer un tube donné.

Le tube de 14,9 cm. donne des réseaux de courbes analogues aux précédents (fig. 21 et 22). Pour une même longueur d'onde, la pression correspondant à la variation brusque du potentiel explosif est plus basse que pour le tube de 10 cm.

Les réseaux relatifs au tube de 6,1 cm. montrent aussi des courbes semblables pour les plus courtes longueurs d'onde, avec des variations du potentiel explosif qui se produisent, à longueur d'onde égale, pour des pressions plus grandes que dans le tube de 10 cm. (fig. 23, 24, 25). Mais, quand la fréquence diminue, à partir d'ondes d'une centaine de mètres, un fait nouveau se manifeste (fig. 23) : au lieu d'une disparition progressive de la variation du potentiel explosif comme dans les

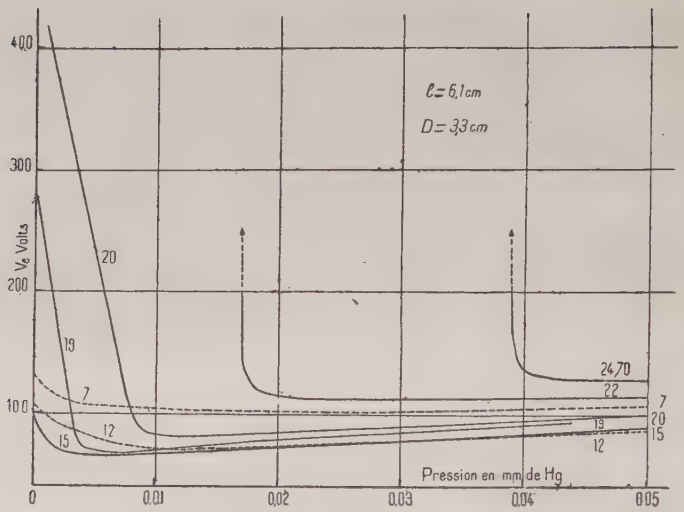

400
300
200
100
0
V_e Volts
$\ell = 6,1cm$
$D = 3,3cm$
20
19
7
12
15
24,70
22
7
20
19
15
12
Pression en mm de Hg
0,01
0,02
0,03
0,04
0,05

Fig. 24.

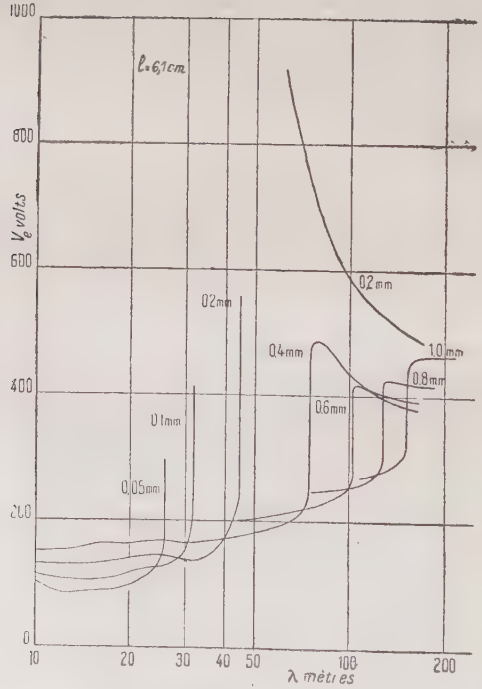

1000
800
600
400
200
0
V_e volts
$\ell = 6,1cm$
0,2 mm
0,2mm
0,4mm
1,0 mm
0,8mm
0,6mm
0,1mm
0,05mm
10
20
30
40
50
100
200
λ mètres

Fig. 25.

tubes plus longs, on continue à observer des discontinuités du potentiel explosif dont l'amplitude dans le domaine étudié est sensiblement indépendante de la fréquence. Si l'on suit les courbes dans le sens des pressions croissantes, la discontinuité se produit sur une partie ascendante de la caractéristique, alors que les variations précédemment décrites intervenaient dans une région de décroissance du potentiel explosif ; les courbes obtenues dans ces conditions présentent donc deux minima ; les variations de potentiel sont très brusques, elles s'accomplissent pour une très faible variation de pression. En outre les courbes correspondant aux différentes fréquences se recouvrent sensiblement dans la région qui précède la chute de potentiel. L'allure de ces courbes permet de les rapprocher de celles données par Gill et Donaldson (15) dans le cas de la décharge transversale, obtenue en plaçant un tube de 20 cm. de longueur et 3,3 cm. de diamètre, rempli d'air sec, entre deux électrodes planes disposées parallèlement à l'axe du tube, vers le milieu de sa longueur ; le phénomène étudié est identique à celui que je décris. Dans le cas d'une décharge longitudinale excitée entre les mêmes électrodes percées de trous et enfilées sur le tube, de manière que leur distance fût la même que dans l'expérience précédente, les courbes obtenues par Gill et Donaldson ne présentaient plus deux minima, mais un seul, ainsi que cela se produit dans les tubes plus longs. Je reviendrai sur ces différences dans un autre chapitre. Des courbes montrant des variations brusques et même deux minima ont été publiées également par J. Thomson (16) et par Sherwood Githens (69).

La modification apportée à l'ensemble du réseau par le raccourcissement du tube de 10 cm. à 6 cm. est si profonde que j'ai cherché des termes intermédiaires et fait quelques mesures sur un tube de 8 cm. (fig. 34, D = 3,3 cm.). Les courbes montrent une atténuation progressive des variations du potentiel explosif lorsque la fréquence diminue ; mais on peut noter que les inflexions sur les courbes des ondes de 147 m., 171 m. et 193 m. se placent après un premier minimum au voisinage duquel les courbes sont d'ailleurs très aplaties.

Récemment, dans une courte note, Gill et Engel (70) ont décrit qualitativement des décharges excitées dans des ballons de différents diamètres, placés dans un champ de haute fréquence uniforme produit entre deux larges électrodes planes parallèles. Tous les caractères signalés à propos de ces décharges sont en parfait accord avec les observations relatives aux décharges dans les tubes.

Après cette description de l'ensemble des résultats expérimentaux, nous allons reprendre en détail dans les deux chapitres suivants les particularités importantes des courbes, c'est-à-dire les variations brusques du potentiel explosif d'une part et ses minima d'autre part. Auparavant il convient de décrire quelques aspects lumineux des

décharges susceptibles de fournir des renseignements intéressants pour l'interprétation des faits.

Aspects lumineux des décharges. — A l'instant où elle s'établit, la décharge revêt des aspects extrêmement variés selon la fréquence et la

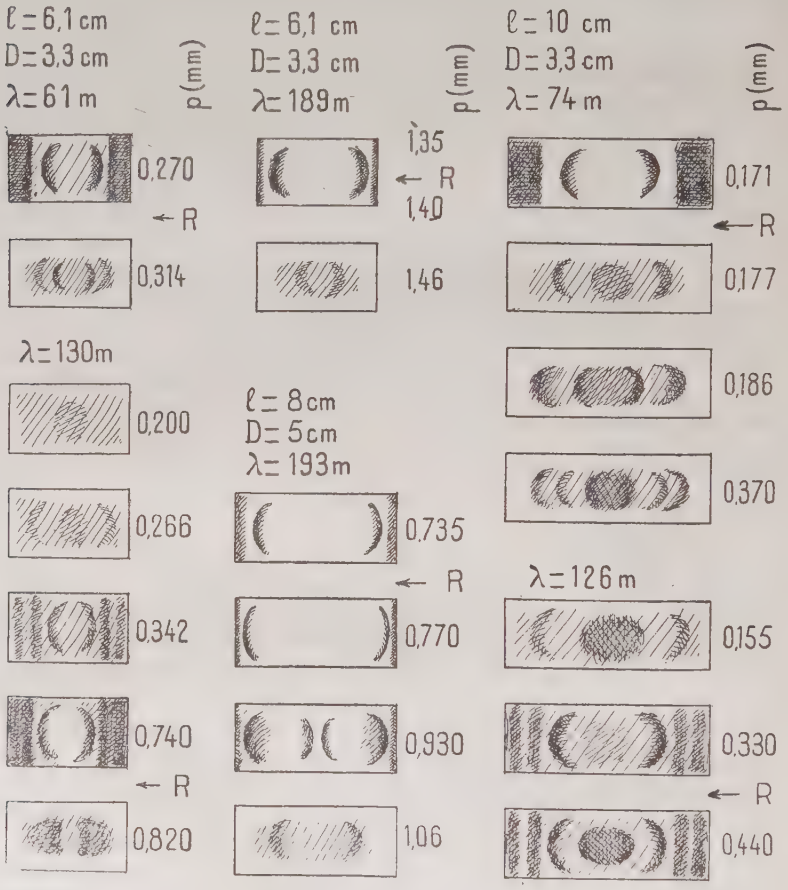


Fig. 26.

pression réalisées à ce moment. Les plus intéressants se rapportent aux caractéristiques à variations brusques. Reprenons le tube de 10 cm. (fig. 26) ; sur les ondes de 74 m. et 88 m., aux pressions inférieures à la pression P qui correspond à la chute de potentiel, la décharge,

d'aspect net, est obscure au milieu du tube et présente aux extrémités des couches brillantes ayant une certaine structure ; pour des pressions supérieures à P, elle prend un aspect flou, semble décollée des bouts

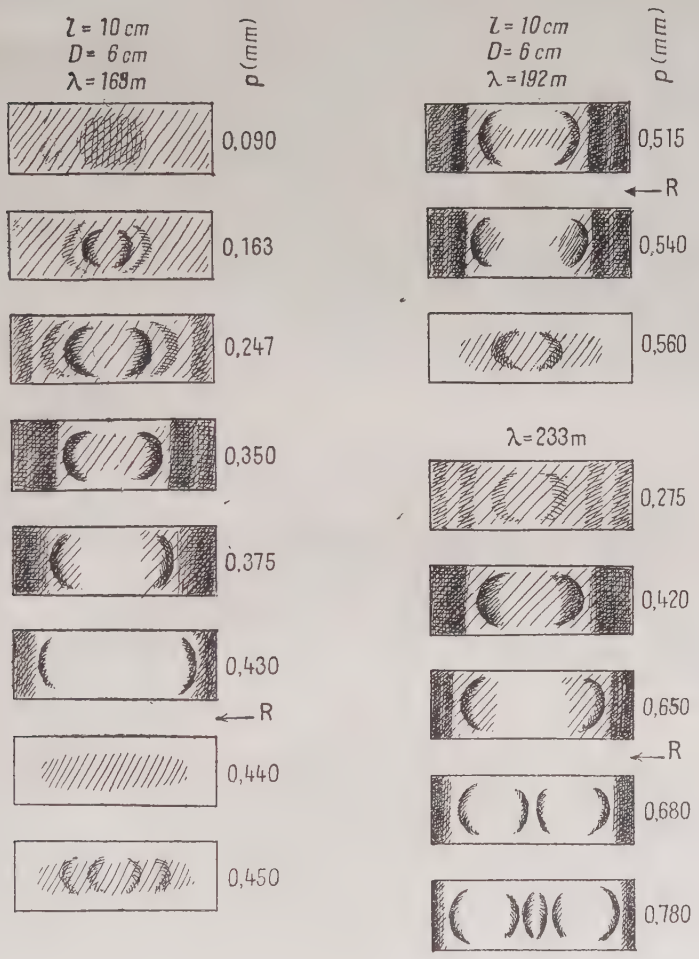


Fig. 27.

du tube et montre une nébulosité centrale qui évolue à mesure que la pression s'élève. Aux fréquences plus élevées, les observations, possibles seulement pour des pressions supérieures à la pression P, décèlent

des formes analogues avec nébulosité importante au milieu du tube et semblable évolution. Au contraire, sur les ondes plus longues, la variation s'amortit, le changement est moins marqué ; après la variation, les couches lumineuses des extrémités subsistent, mais il apparaît en plus une nébulosité centrale, bien visible pour 101 m. et 126 m., peu visible pour 147 m.

Avec le tube de 6,1 cm., on retrouve de 61 m. à 150 m. le changement d'aspect précédent : décollement de la décharge des extrémités du tube et passage d'une forme nette et brillante à une nébulosité floue ; il coïncide encore avec le saut de potentiel (fig. 27). Mais la coïncidence disparaît aux longueurs d'onde plus grandes ; sur 170 m., le passage à la forme floue se produit à une pression légèrement supérieure à celle de la chute de potentiel ; le décalage s'accentue sur l'onde de 189 m., l'écart des pressions correspondantes est d'environ 0,1 mm. Le tube de 10 cm. muni, comme nous le verrons plus tard, d'électrodes de diamètre 6 cm., donne des résultats analogues (fig. 27). Nous verrons plus loin l'importance de ces observations pour l'interprétation des phénomènes.

CHAPITRE VI

Étude des variations brusques du potentiel explosif.

Les descriptions précédentes ont fait apparaître deux genres de variations du potentiel. Pour la commodité de la rédaction, je rangerai celles qui ont été décrites par Gutton dans le groupe A et celles que Gill et Donaldson ont été les premiers à signaler dans le groupe B.

Conditions d'observation. — En opérant avec un tube de longueur 10 cm. et de diamètre extérieur 3 cm., donc de dimensions analogues à celles des tubes que j'ai employés, Zouckermann, sur une onde de 101 m., n'a pas trouvé d'anomalies dans l'allure de la courbe de potentiel explosif (13). Il opérait sur de l'hydrogène soigneusement purifié, mais la pureté du gaz à laquelle il attachait une grande importance n'est pas la cause de l'absence de sauts brusques.

C'est la forme et la disposition des électrodes qui ont une influence considérable sur la forme des courbes de potentiel explosif. Zouckermann utilisait des électrodes extérieures constituées par deux bagues de papier d'étain ou de clinquant, de 1 cm. de largeur, enroulées sur les extrémités du tube. J'ai donc essayé sur une onde de 101 m. de tracer la courbe du potentiel explosif de la décharge dans le tube de 6,1 cm., d'abord avec les électrodes planes de 33 mm. collées sur les

extrémités du tube, ensuite avec des électrodes annulaires en papier d'étain, larges de 1 cm., distantes de 3,4 cm., enroulées sur le tube comme dans les expériences de Zouckermann. (Par suite de l'impossibilité d'avoir de l'air liquide au moment où l'expérience a été réalisée, l'hydrogène n'était pas débarrassé de vapeur de mercure ; aussi les valeurs numériques avec les électrodes planes diffèrent un peu de celles qu'on déduirait des courbes de la figure 23). Les courbes correspondantes, reproduites sur la figure 28, diffèrent beaucoup l'une de l'autre. La valeur du potentiel minimum est plus petite entre électrodes annulaires qu'entre électrodes planes (140 volts au lieu de 236 volts),

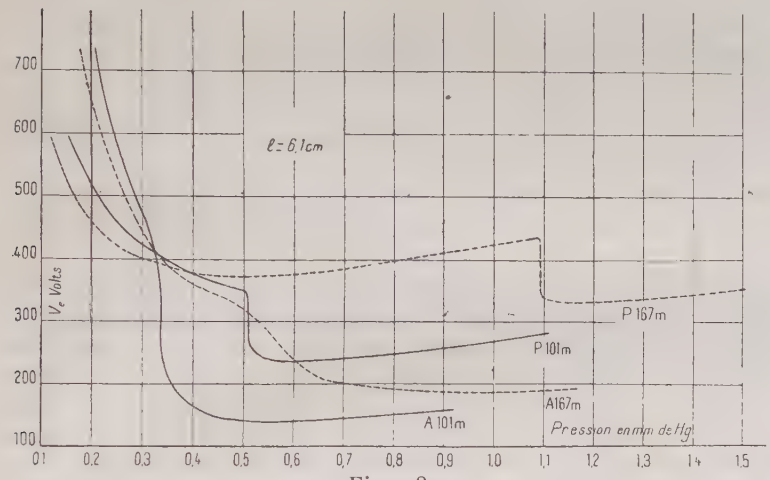


Fig. 28.

ce qu'on peut expliquer par la différence des distances entre électrodes ; toutefois aux faibles pressions la courbe A passe au-dessus de la courbe P. La différence essentielle réside dans l'absence de saut brusque du potentiel avec les électrodes annulaires; si la courbe que j'ai obtenue présente encore un point d'inflexion à tangente sensiblement verticale pour une pression de l'ordre de 0,33 mm. et, au voisinage de cette pression, une remontée plus rapide qu'aux pressions plus faibles, on peut déterminer expérimentalement des points correspondant à toutes les valeurs du potentiel comprises entre 200 et 400 volts ; les mesures sont assez irrégulières dans cette région, mais il n'y a pas de discontinuité dans les valeurs mesurables. Les courbes relatives à l'onde de 167 m. montrent des variations analogues, la tangente d'inflexion sur la courbe A devenant oblique.

Je ne trouve donc plus de variations brusques lorsque j'emploie des

électrodes annulaires ; toutefois l'inflexion des courbes suggère que le phénomène, qui se manifeste nettement entre électrodes planes, n'a pas complètement disparu, mais qu'il est en quelque sorte amorti par la modification qu'apporte le changement d'électrodes à la distribution du champ.

Les expériences de Gill et Donaldson (15) montrent des faits analogues. Les courbes publiées mettent en évidence des variations brusques seulement dans le cas de la décharge transversale ; bien que les électrodes planes soient placées à la même distance dans le cas de la décharge longitudinale, comme elles sont perforées et enfilées sur le tube, la distribution du champ n'est plus celle qui est requise pour l'obtention des sauts de potentiel explosif.

J. Thomson, qui utilise des électrodes intérieures sous la forme de disques plans parallèles, observe aussi des sauts de potentiel (16).

Il semble donc que les variations brusques du potentiel explosif, qu'elles appartiennent à l'un ou l'autre groupe, ne se manifestent que si le gaz est compris entre deux électrodes planes parallèles, les particules électrisées du gaz pouvant se déplacer normalement aux électrodes par couches parallèles au plan des électrodes. Il est impossible pour l'instant de préciser davantage cette condition.

Domaine d'existence. — Considérons le réseau de courbes relatif au tube de 10 cm. Les variations du potentiel explosif, toutes du type A, existent pour les ondes comprises entre 34 m. et 147 m. Au delà de 160 m. environ, les courbes ne présentent plus d'inflexion. En dessous de 34 m., lorsqu'on diminue la pression à partir de celle qui correspond au potentiel explosif minimum, les courbes remontent très rapidement, mais cette croissance rapide du potentiel explosif ne semble pas présenter de discontinuité. Dans le tube de 15 cm., les variations brusques s'observent avec des ondes comprises entre 40 m. et 150 m. Pour ces tubes, l'existence des variations A paraît donc limitée à un domaine de fréquences bien défini, ces fréquences étant associées à un certain domaine de pressions.

Le tube de 6 cm. a aussi une limite inférieure qui correspond à une onde de 22 m. Du côté des ondes plus longues, aux variations A succèdent par un processus continu les variations B pour lesquelles je n'ai pas déterminé la limite supérieure des longueurs d'onde qui les produisent.

Relation entre la fréquence et la pression. — Si, au-dessus de 100 m. d'onde dans le tube de 10 cm., la variation de potentiel s'étale peu à peu en fonction de la pression, pour les ondes entre 34 m. et 100 m., elle se produit pour une variation de pression extrêmement petite.

Voici, à titre d'exemple, les résultats des mesures faites sur l'onde de 74 m. au voisinage du saut de potentiel explosif :

p (mm.)	Valeur du potentiel explosif
0,184	L'illumination du tube se produit toujours pour une
0,179	d. d. p. de l'ordre de 325 volts.
0,177	
0,176	
0,174	
0,171	Le premier allumage ne peut se faire qu'à tension élevée,
0,170	voisine de 700 volts. Le tube éteint peut être rallumé
0,167	tout de suite à basse tension. En le laissant reposer un
0,164	peu, on retrouve la valeur à tension élevée.
0,160	L'illumination a lieu seulement à tension élevée.
0,155	
0,151	

J'ajoute que ces mesures ont été faites dans un ordre quelconque et non par variation régulière de la pression.

On peut donc considérer que la pression P correspondant à la variation de potentiel est bien déterminée, à quelques millièmes de millimètre de mercure près. Le tableau II donne, pour chacun des tubes utilisés, les valeurs de P correspondant aux différentes longueurs d'onde λ.

TABLEAU II

Tube de 6,1 cm.		Tube de 10 cm.		Tube de 14,9 cm.	
λ (m.)	P (mm.)	λ (m.)	P (mm.)	λ (m.)	P (mm.)
22	0,017	34	0,018	40	0,0027
24,7	0,039	40	0,041	47	0,008
30	0,087	50	0,077	55	0,021
40	0,171	61	0,120	70	0,054
50	0,235	74	0,170	90	0,100
61	0,310	88	0,230	111	0,146
72	0,375	101	0,275	129	0,185
84	0,460	126	0,375	150	0,230
100	0,570	147	0,450		
120	0,730				
130	0,810				
150	0,965				
170	1,147				
189	1,355				

Il est intéressant de rechercher s'il existe une relation simple entre la pression P et la longueur d'onde excitatrice λ. J'ai tracé pour les trois tubes les courbes des variations de λ en fonction de P (fig. 29). On voit que les points obtenus avec les tubes de 10 cm. et 15 cm. se placent de façon satisfaisante sur des droites (courbes *b* et *c*).

Ce résultat appelle toutefois une remarque importante à cause des

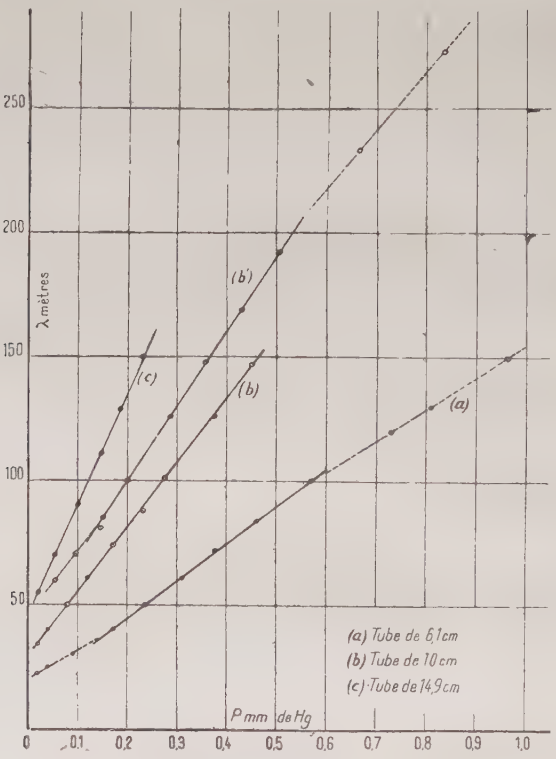


Fig. 29.

difficultés signalées p. 51. Une première suite de mesures entre 250 m. et 34 m. a fourni la courbe (*b*). Utilisant ensuite des fréquences plus élevées, j'ai dû multiplier les mesures entre 30 m. et 50 m. par suite de l'irrégularité des résultats aux pressions inférieures à 0,1 mm., tant pour la valeur du potentiel explosif que pour la position de la remontée des courbes. C'est ainsi que l'onde de 34 m. a donné soit une variation brusque, soit une remontée progressive; sur 40 m., la pression P a varié de 0,041 mm. à 0,027 mm. Mais en reprenant quelques mesures sur des ondes plus longues, j'ai constaté que les causes d'instabilité

ont une influence de plus en plus réduite à mesure que la longueur d'onde augmente ; avec les ondes de 61 m. et 74 m., les divers résultats s'accordaient. Donc des écarts sont possibles au début de la courbe, mais dans l'ensemble la relation linéaire entre P et λ groupe bien les résultats.

Avec le tube de 6,1 cm., cette relation linéaire est vérifiée pour les ondes comprises entre 35 m et 100 m. ; vers les ondes plus courtes, les points s'écartent nettement de la droite ainsi déterminée. Pour les longueurs d'onde supérieures à 100 m., les variations de type B apparaissent et la pente de la courbe diminue légèrement. Des mesures ultérieures sur le tube de 10 cm. muni d'électrodes de 60 mm. donnent des résultats analogues (fig. 29, courbe b'), qui suggèrent une loi plus générale, dont la loi linéaire ne serait qu'une approximation valable seulement dans un domaine déterminé.

Les droites relatives aux trois tubes coupent l'axe des pressions en des points assez voisins, d'abscisse négative p_0 ; les valeurs de p_0 sont respectivement — 0,103 mm., — 0,117 mm. et — 0,100 mm. pour les tubes de 14,9 cm., 10 cm. et 6,1 cm.

Influence de la longueur du tube. — Si l'on compare les résultats obtenus avec les différents tubes, on voit que, sous une pression déter-

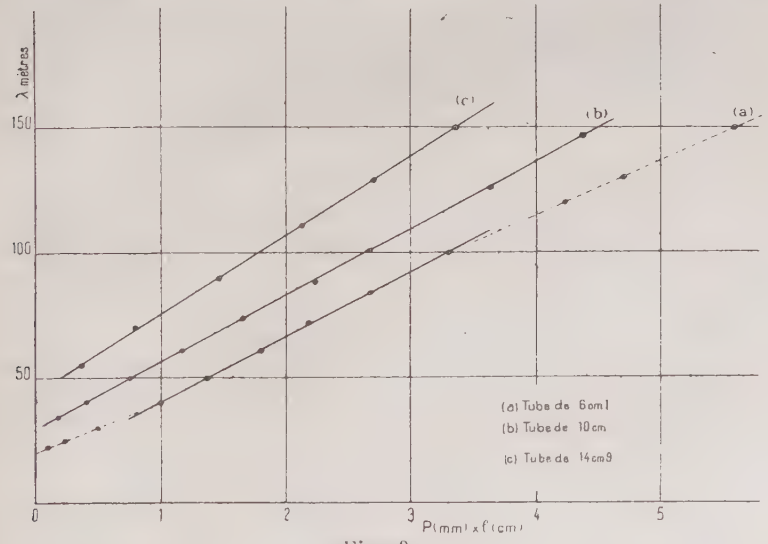


Fig. 30.

minée, la longueur d'onde λ pour laquelle le saut de potentiel explosif se produit croît en même temps que la longueur de la décharge l, sans qu'il y ait proportionnalité entre l et λ.

Cependant, si l'on trace les courbes de λ en fonction du produit Pl, les pentes des droites obtenues sont assez voisines (fig. 30). Les valeurs des rapports :

$$\frac{1}{l}\frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \frac{1}{l}\frac{\lambda}{P - p_0},$$

pour les tubes de 14,9 cm., 10 cm. et 6,1 cm. (en se limitant aux longueurs d'onde qui donnent une variation linéaire de λ en fonction de P) ont respectivement pour valeurs 3 025, 2 670 et 2 615, λ et l étant exprimés en centimètres et P en millimètres de mercure. Donc, une

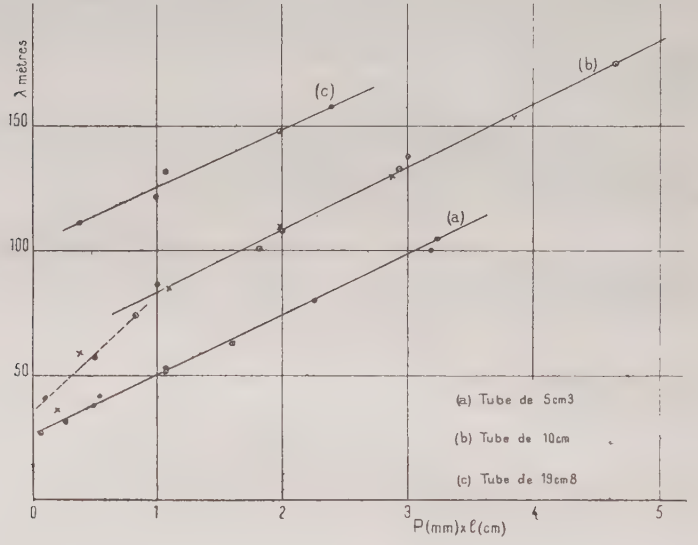


Fig. 31.

variation déterminée du produit Pl correspond sensiblement à une même variation de la longueur d'onde λ associée à P.

J'ai examiné à ce point de vue les réseaux de courbes à fréquence constante et à pression constante de H. Gutton et j'en ai déduit les courbes de la figure 31. Pour les trois tubes, elles conduisent à des résultats semblables aux miens et la pente des droites est très voisine de celles que je détermine dans mes expériences.

Cette constatation n'est pas sans intérêt si l'on se rappelle la loi de Paschen qui régit la décharge sous tension continue : dans un gaz déterminé, la valeur du potentiel explosif est fixée par la valeur du produit pl de la pression du gaz par la longueur de la décharge. La condition requise pour l'allumage de la décharge dépend uniquement du produit pl. Sous une forme différente, c'est encore le produit de la

pression du gaz par la longueur de la décharge qui paraît fixer certains caractères de la décharge en haute fréquence ; mais il ne suffit pas pour déterminer le potentiel explosif dont la valeur dépend de causes plus complexes.

Ainsi, dans la décharge sous tension continue, si l'on connaît la courbe du potentiel explosif en fonction de la pression pour une distance donnée des électrodes, on en déduit par application de la loi de Paschen les courbes relatives à des distances différentes des électrodes ; il est également facile d'obtenir la courbe du potentiel explosif en fonction de la longueur de la décharge sous une pression déterminée. En haute fréquence, il n'en est plus de même ; à fréquence constante, on ne peut passer simplement de la caractéristique en fonction de la pression correspondant à une longueur de décharge à celle correspondant à une autre longueur. La caractéristique en fonction de la longueur de la décharge, à fréquence et pression constantes, n'a pas davantage une allure simple et dépend de la pression choisie. C. Gutton et G. Beauvais ont fait directement des mesures (51), en fonction de la distance des électrodes, non pas du potentiel explosif, mais du potentiel d'extinction qui donne des résultats analogues ; ils opéraient à fréquence constante, sur des ondes comprises entre 22 m. et 5,25 m., sous une pression constante, celle de la vapeur de mercure à la température du laboratoire, dans un tube vertical dont l'une des électrodes était formée par du mercure qui s'élevait à un niveau variable et limitait ainsi une colonne de gaz plus ou moins longue. Pour une fréquence donnée, à mesure que l'écart des électrodes augmente, après un premier minimum, le potentiel explosif croît, passe par un maximum, puis décroît rapidement, présente un second minimum et croît de nouveau.

Influence du diamètre des électrodes. — Nous avons vu que des variations de type B apparaissaient dans le tube de 6 cm. Or le diamètre des électrodes utilisées pour les différents tubes était égal au diamètre commun des tubes. Si le tube est court, le champ électrique à un instant donné entre électrodes planes voisines est sensiblement uniforme ; mais à mesure que le tube s'allonge, la distribution se modifie ; les régions où le champ produit par les charges des électrodes est intense se resserrent au voisinage des électrodes ; l'aspect des phénomènes doit donc dépendre du rapport du diamètre des électrodes à la longueur du tube.

Au lieu d'opérer avec des électrodes de diamètre constant et de raccourcir le tube, on peut espérer obtenir des variations analogues en gardant un tube de longueur donnée, muni d'électrodes de plus grand diamètre. J'ai donc repris les expériences avec le tube de 10 cm. et des électrodes ayant successivement 4 cm., 5 cm., 6 cm. et 10 cm. de diamètre. Ces électrodes collées sur les faces planes des extrémités étaient toujours centrées sur l'axe du tube.

Les résultats obtenus sont représentés par les courbes de la figure 32. On voit apparaître effectivement des variations de type B d'autant plus importantes que le diamètre des électrodes est plus grand. Les transitions s'observent aisément sur les courbes. Pour une fréquence donnée, lorsque le diamètre des électrodes augmente, l'amplitude de la variation de potentiel croît, cette variation se produit dans un intervalle de

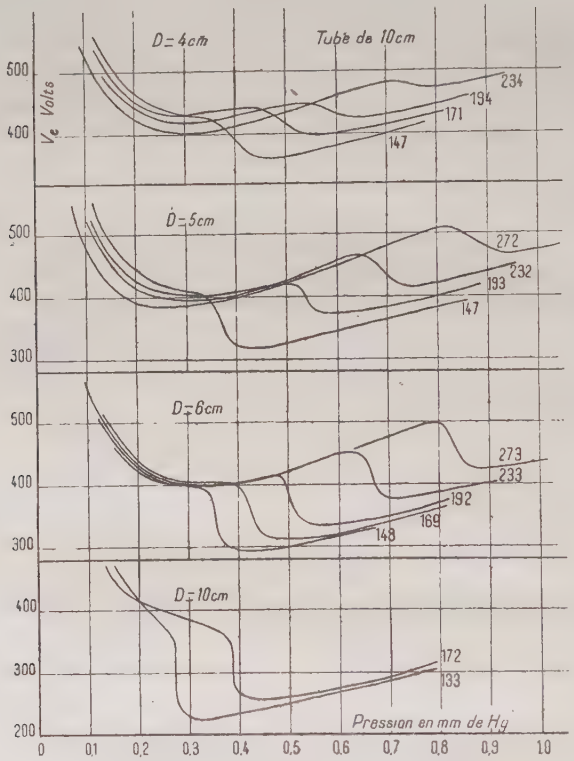


Fig. 32.

pressions plus réduit et la valeur moyenne de la pression correspondante se déplace un peu du côté des pressions plus faibles ; enfin le premier minimum devient le même pour toutes les fréquences inférieures à une certaine valeur et les courbes se confondent sur une partie de leur tracé. La figure 33 montre le passage des variations A aux variations B avec les électrodes de 6 cm.

Quelques mesures sur le tube de 8 cm., muni successivement d'électrodes de diamètre 3,3 cm., 4 cm., 5 cm., ont donné des résultats analogues ainsi qu'en témoignent les courbes de la figure 34.

Si l'on compare ce qui se passe pour les différents tubes, on peut dire que les variations du groupe B existent de façon nette lorsque le diamètre des électrodes atteint au moins la moitié de la longueur du tube. Dans les expériences de Gill et Donalson les électrodes étaient plus larges que le diamètre du tube ; celles utilisées par J. Thomson, de 8 cm. de diamètre, étaient distantes de 2,58 cm.

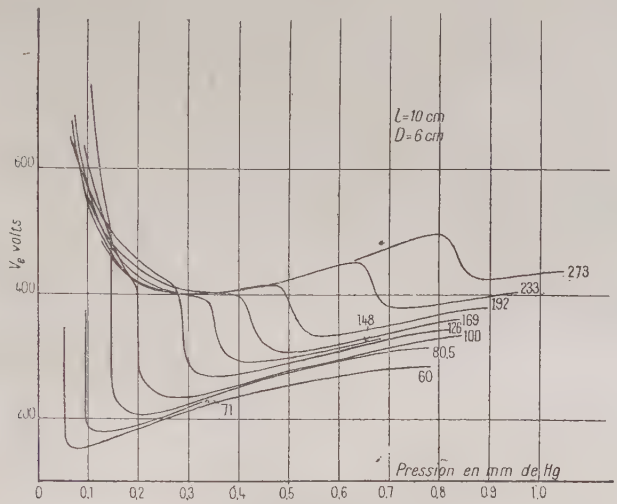


Fig. 33.

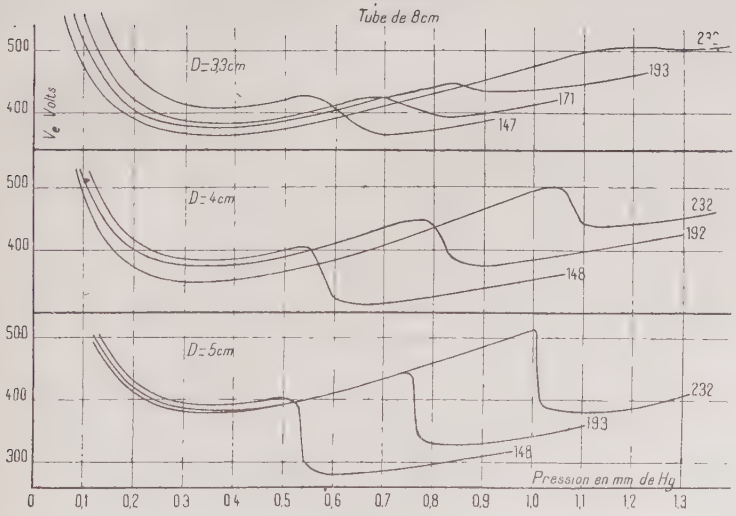


Fig. 34.

En résumé, si la disposition des électrodes paraît être la condition d'existence des variations étudiées, c'est leur distance comparée à leurs dimensions, et par conséquent l'uniformité plus ou moins parfaite du champ dans lequel est placé le gaz, qui fixerait le type de ces variations.

Amplitude des variations de potentiel. — 1° *Variations A.* — Sur le réseau des courbes relatives au tube de 10 cm., on voit que l'amplitude des variations de potentiel est d'autant plus importante que la fréquence est plus élevée. J'ai relevé les valeurs du saut de potentiel se rapportant à quelques longueurs d'onde ; il faut bien limiter la lecture à la variation rapide de la tension, ce qui est facile sur les ondes de 74 m., 88 m. et 101 m., pour lesquelles cette variation est brusque ; sur les ondes de 126 m. et 147 m., l'inclinaison des courbes rend les lectures plus incertaines. En dessous de l'onde de 74 m., la variation est si grande que la puissance assez faible de l'oscillateur ne permettait pas de rallumer le tube du côté des basses pressions.

Les valeurs numériques inscrites dans le tableau III montrent que, dans le domaine étudié, l'amplitude de la variation de potentiel est inversement proportionnelle au cube de la pression correspondante P corrigée de la pression à l'origine p_0 déterminée précédemment. On a la relation :

$$(P - p_0)^3 . \Delta V = C^{te}.$$

Tableau III

Tube de 10 cm. — $p_0 = -0{,}117$ mm.			
λ (m.)	ΔV (volts)	P (mm.)	$(P - p_0)^3 . \Delta V$
147	44	0,450	8,01
126	68	0,375	8,09
101	130	0,275	7,83
88	190	0,230	7,94
74	340	0,170	8,04

Il est impossible de relever des valeurs sur le réseau du tube de 14,9 cm. et les nombres relatifs au tube de 6,1 cm. ne permettent pas de façon satisfaisante de contrôler l'exactitude de cette relation. Les produits (tableau IV) correspondant aux ondes de 61 m. et 72 m. ont sensiblement même valeur. Sur les ondes de 84 m., et 100 m., leur valeur croît rapidement ; mais c'est la région de passage des variations A aux variations B. Sur l'onde de 50 m., si l'on admet la valeur 25

de la constante, on calcule pour ΔV une valeur de 660 volts environ ; expérimentalement, la variation possible de 420 volts, inférieure à cette valeur, ne permettait pas de rallumer le tube.

Tableau IV

Tube de 6,1 cm. — $p_0 = -0{,}100$ mm.			
λ (m.)	ΔV (volts)	P (mm.)	$(P - p_0)^3 . \Delta V$
100	136	0,570	40,9
84	200	0,460	35,0
72	240	0,375	25,7
61	360	0,310	24,8
50	660 (calc.)	0,235	25 (valeur admise)

2° *Variations B.* — Au delà de 100 m. de longueur d'onde, avec le tube de 6,1 cm., l'amplitude du saut de potentiel varie peu en fonction de la pression (tableau V) ; ce caractère différencie ces variations des précédentes (1).

Tableau V

Tube de 6,1 cm.		
λ (m.)	ΔV (volts)	P (mm.)
100	136	0,570
120	130	0,730
130	116	0,810
150	124	0,967
170	128	1,147
189	128	1,355

(1) Alors qu'une modification dans la composition du résonateur accordé auquel est relié le tube n'a pas d'influence sensible sur les variations de type A, des mesures en cours semblent indiquer que l'amplitude des variations B dépend en réalité du rapport de la self à la capacité du résonateur, sans que la pression P subisse de déplacement notable.

CHAPITRE VII

Etude des minima du potentiel explosif.

Minima ne dépendant pas de la fréquence. — Parmi les courbes de variation du potentiel explosif en fonction de la pression, il est intéressant d'étudier en premier lieu celles qui présentent deux minima ; en effet, le minimum qui se produit à la pression la plus faible semble comparable au minimum des courbes de Paschen sous tension continue et c'est de part et d'autre de ce minimum que se rangent les deux groupes de variations du potentiel explosif.

1° Les anciennes mesures de Paschen, de Strutt et de Carr ont montré que, dans la décharge sous tension continue, le minimum du potentiel explosif se produit pour une pression inversement proportionnelle à la longueur de la décharge et garde une valeur constante indépendante de cette longueur. Ces caractères se retrouvent pour le premier minimum des courbes établies en haute fréquence. En effet : *a*) dans un tube de longueur déterminée, pour toutes les longueurs d'onde convenables, ce premier minimum s'observe sensiblement à la même pression, quelles que soient les dimensions des électrodes ; *b*) si l'on augmente la longueur du tube, le minimum est obtenu à pression plus faible et le produit lp_m est constant, ainsi que le montrent les mesures rapportées dans le tableau VI ; sous tension continue, avec l'hydrogène, le produit lp_m a pour valeur 1,15 ; *c*) enfin au voisinage de ce minimum, la valeur du potentiel explosif varie très peu en fonction de la fréquence, des dimensions des électrodes et de la longueur du tube ; étant donné le nombre de variables qui interviennent dans les expériences et les erreurs possibles, on peut considérer que, dans un gaz donné, la valeur du premier minimum du potentiel explosif est bien déterminée. Dans l'hydrogène, sa valeur efficace est voisine de 380 volts ; dans l'air, les courbes de Gill et Donaldson indiquent une valeur efficace de 500 volts environ. En admettant des oscillations sinusoïdales, les valeurs des amplitudes des tensions appliquées sont respectivement de 536 volts et 700 volts. Il est remarquable de noter que, sous tension continue, les valeurs correspondantes du potentiel explosif minimum sont 270 volts pour l'hydrogène et 330 à 350 volts pour l'air, c'est-à-dire les moitiés des valeurs précédentes.

Tableau VI

l (cm.)	p_m (mm.)	lp_m
6,1	0,50	3,05
8,0	0,40	3,20
10,0	0,31	3,10

Que ce soit l'amplitude du champ alternatif qu'il importe de comparer à la valeur du champ constant qui produit des effets analogues, ce fait a déjà été souligné par différents auteurs. Hulburt (6) comparant la décharge sous tension continue à la décharge aux fréquences radioélectriques (λ variant de 70 m. à 3 000 m.) trouve sous certaines conditions que la valeur du potentiel explosif sous tension continue est la même que celle de l'amplitude du potentiel explosif en haute fréquence.

2° Le second minimum des courbes se place sur les graphiques dans une suite qui comprend également les minima des courbes à un seul minimum. Nous étudierons donc l'ensemble des résultats, que les minima succèdent à des variations de type A ou de type B.

Minima dépendant de la fréquence. — Les valeurs du potentiel V_m ainsi que celles des pressions p_m correspondantes dépendent pour cette seconde catégorie de minima de la fréquence utilisée ; elles sont inscrites dans le tableau VII.

Tableau VII

Tube de 6,1 cm.			Tube de 10 cm.			Tube de 14,9 cm.		
λ (m.)	V_m (V.)	p_m (mm.)	λ (m.)	V_m (V.)	p_m (mm.)	λ (m.)	V_m (V.)	p_m (mm.)
7	102	0,025	4,25	198	0,10	7	200	0,010 ?
12	70	0,014	11,30	100	0,009	12	150	0,005
15	66	0,006	18	98	< 0,001	19,30	122	0,003
19	68	0,008	25	98	0,0035	29	120	0,004
20	83	0,011	28	98	0,007	40	192	0,007
22	110	0,032	30	110	0,020	47	253	0,020
24,7	126	0,07	32	112	0,020	55	302	0,038
30	132	0,14	34	158	0,028	70	376	0,085
40	168	0,24	40	204	0,06	90	440	0,145
50	182	0,33	50	250	0,11	111	506	0,210
61	197	0,39	61	258	0,175	129	544	0,240
72	210	0,47	74	304	0,23	150	572	0,260
84	228	0,56	88	337	0,29			
100	246	0,70	101	356	0,33			
120	270	0,82	126	400	0,44			
130	280	0,92	147	430	0,51			
150	306	1,07						
170	336	?						

Afin de suivre aisément l'allure des phénomènes, j'ai tracé simultanément les courbes qui représentent, en fonction de la longueur d'onde excitatrice, les variations de V_m et de p_m (fig. 35). Le sens de variation de ces deux grandeurs est le même. Lorsque la fréquence de l'excita-

tion diminue, le potentiel explosif minimum est atteint pour une pression de plus en plus faible et sa valeur décroît rapidement ; puis il garde une valeur constante dans un intervalle de fréquences plus ou moins grand selon le tube, tandis que la pression passe par un minimum ; ensuite il croît, en même temps que la pression correspondante s'élève. Toutefois si la fréquence diminue encore, des réseaux caracté-

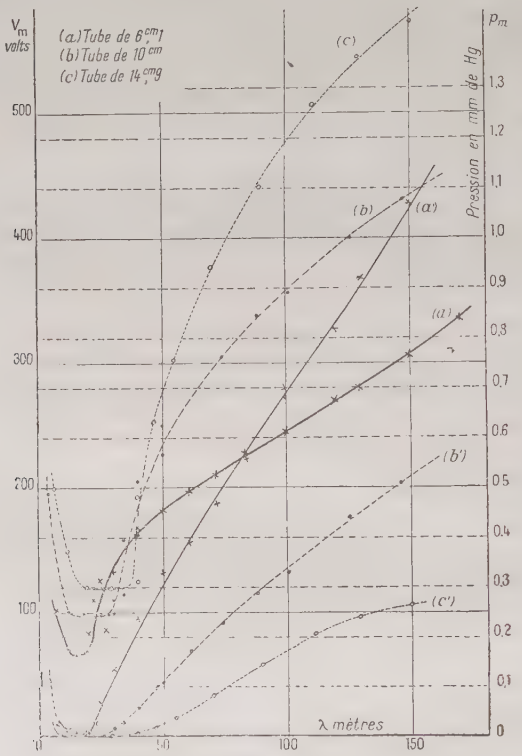


Fig. 35.

ristiques donnés par H. Gutton, on déduit que les courbes de V_m et de p_m passent par un maximum ; des mesures de Hiedemann sur l'hydrogène (8), pour des longueurs d'onde variant de 110 m. à 1 100 m., montrent également une décroissance du minimum du potentiel explosif à mesure que la longueur d'onde augmente, résultat qui avait d'ailleurs paru anormal à Hiedemann en raison des travaux antérieurs de C. Gutton et de Kirchner. Enfin il faut remarquer que si, dans la plupart des mesures publiées, le parallélisme entre les variations de V_m

et de p_m s'observe aisément, il ne représente pas cependant une règle générale.

Les valeurs du minimum de V_m sont de 120, 98 et 66 volts pour les tubes de 14,9 cm., 10 cm. et 6,1 cm. Les pressions correspondantes sont très faibles, de l'ordre de quelques millièmes de millimètre de mercure. Au delà du minimum, le début de la partie ascendante de la courbe du potentiel minimum coïncide à peu près avec l'apparition des variations brusques du potentiel explosif (voir également la figure 36).

C'est précisément la région des mesures irrégulières. La variation du potentiel explosif minimum y est très rapide et, pour une longueur d'onde donnée, la valeur de V_m subit de grandes fluctuations au cours des mesures, en même temps que la remontée des caractéristiques se déplace en fonction de la pression (voir p. 51). Avec le tube de 10 cm., sur 40 m., V_m a varié entre 132 et 204 volts ; sur 34 m., entre 114 et 158 volts ; par contre sur 30 m., alors que la caractéristique a subi des déplacements notables, p_m passant de 0,02 mm. à 0,01 mm., V_m n'a varié que de 98 à 110 volts, mais on est au voisinage du plateau de la courbe de variation de V_m. Sur 61 m. et 74 m., après excitation de décharges dans des conditions très différentes, la valeur de V_m n'a pas changé. Il existe donc une région où de faibles variations des paramètres en jeu semblent entraîner des changements importants dans les conditions d'amorçage de la décharge. D'autre part, dans toutes les questions de décharges, on admet que l'état de la paroi du tube a une grande influence ; or, il est difficile de faire jaillir de nombreuses décharges dans des conditions très différentes sans amener des modifications de cet état. En particulier, les décharges aux très hautes fréquences qui permettent d'illuminer le tube sous des pressions très réduites (0,0001 mm. de mercure), souvent avec fluorescence de la paroi, modifient certainement l'état du tube. Toutefois la constance des résultats sur certaines longueurs d'onde semble montrer que ces modifications n'ont pas une très grande importance ; leurs répercussions doivent être plus sensibles dans la zone de susceptibilité de la décharge, mais les irrégularités observées doivent surtout tenir aux caractères essentiels des phénomènes de la décharge.

J'indiquerai en terminant qu'au point de vue quantitatif, à partir du minimum des courbes, la remontée du potentiel explosif minimum en fonction de la longueur d'onde se fait sensiblement suivant une loi parabolique. Si l'on appelle V_0 le minimum de V_m et Λ une longueur d'onde convenablement choisie pour chaque tube, une relation de la forme $(V_m - V_0)^2/(\lambda - \Lambda) = C^{te}$ se vérifie assez bien. Les résultats des calculs sont rassemblés dans le tableau VIII. Quand λ est voisin de Λ, une petite erreur absolue sur Λ entraîne naturellement une erreur relative importante sur le quotient.

Tableau VIII

Tube de 6,1 cm. $V_0 = 66$ V. $\Lambda = 19$ m.		Tube de 10 cm. $V_0 = 98$ V. $\Lambda = 30$ m.		Tube de 14,9 cm. $V_0 = 120$ V. $\Lambda = 38$ m.	
λ (m.)	$\frac{(V_m - V_0)^2}{\lambda - \Lambda}$	λ (m.)	$\frac{(V_m - V_0)^2}{\lambda - \Lambda}$	λ (m.)	$\frac{(V_m - V_0)^2}{\lambda - \Lambda}$
30	395	40	1 120	47	1 970
40	495	50	1 155	55	1 950
50	435	61	826	70	2 040
61	409	74	966	90	1 970
72	392	88	986	111	2 040
84	404	101	938	129	1 975
100	400	126	950	150	1 830
120	413	147	942		
130	413				
150	440				
170	483				

Je tiens d'ailleurs à noter qu'il ne m'est pas possible à l'heure actuelle d'interpréter les différentes relations numériques déduites de mes résultats expérimentaux. Il se peut qu'elles n'aient pas une valeur absolue; je les donne néanmoins car elles apporteront peut-être une contribution à une théorie future de phénomènes encore très obscurs.

CHAPITRE VIII

Discussion des résultats.

I. — Décharges aux basses pressions

Sous la pression de 1/1 000 de millimètre de mercure, le libre parcours moyen d'un électron dans l'hydrogène, calculé par la théorie cinétique, est de 81,7 cm. (52), donc bien supérieur aux longueurs des tubes utilisés. Il devient égal à la longueur intérieure l_i de chaque tube pour une pression ϖ qu'on calcule facilement si l'on admet qu'il varie en raison inverse de la pression. Les valeurs obtenues figurent dans le tableau IX.

Sur des longueurs d'onde convenables, la décharge peut être excitée sous des pressions inférieures à la pression ϖ. Les électrons peuvent alors effectuer, dans la direction de l'axe des tubes, des déplacements

de grande amplitude qui seront gênés par les dimensions des tubes à décharge, avant d'être limités par les chocs contre les molécules.

D'autre part, au moment de l'allumage de la décharge aux très faibles pressions, les densités électroniques semblent devoir être toujours faibles, de sorte que le champ dû aux charges des électrodes est peu perturbé par les charges d'espace.

Mouvement d'un électron libre dans un champ uniforme à chaque instant. — Le calcul simple a été proposé par Kirchner (7) qui l'a partiellement traité, et repris de façon plus ou moins complète par divers auteurs, entre autres Brasefield (9 et 54), Hiedemann (55), J. Thomson (56 et 57), Zouckermann (13), von Hippel (64).

Considérons un électron entièrement libre, de vitesse initiale supposée négligeable, soumis à un champ alternatif d'amplitude E supposé uniforme à chaque instant. Au moment où l'électron sans vitesse est pris par le champ, celui-ci a une valeur quelconque; nous écrirons donc l'équation de son mouvement sous la forme :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -eE\sin(\omega t + \varphi);$$

la valeur du champ à l'instant origine est E sin φ.

Deux intégrations successives donnent les valeurs de la vitesse u de l'électron et de son élongation x rapportée à sa position de départ, soit :

$$u = \frac{eE}{m\omega}[\cos(\omega t + \varphi) - \cos\varphi],$$

$$x = \frac{eE}{m\omega^2}[\sin(\omega t + \varphi) - \sin\varphi] - \frac{eE}{m\omega}t\cos\varphi.$$

Cette dernière expression montre qu'il est exceptionnel que le mouvement se réduise à une simple oscillation; cela n'a lieu que si cos $\varphi = 0$.

La considération d'une vitesse initiale non nulle donnerait une relation tout à fait générale; elle semble s'imposer dans l'interprétation de certaines décharges sous l'action de champs faibles. La grandeur de la vitesse acquise par un électron est due à l'action du champ, mais sa direction peut être modifiée par un choc élastique sur une molécule du gaz; à partir de cet instant, c'est un nouveau mouvement qui commence pour l'électron, avec vitesse initiale, et qui lui permet d'acquérir une vitesse plus grande qu'en l'absence de choc si la direction de la vitesse initiale est convenable. Ce mécanisme a été suggéré par Penning (58); Hiedemann (55) l'a aussi indiqué dans la suite pour expliquer des résultats de Brasefield (54) relatifs au mercure, à l'hélium et au néon. Toutefois, si les chocs sont peu nombreux, son importance doit être assez réduite et il ne semble pas présenter ici d'intérêt particulier. Je limiterai donc les calculs au cas d'électrons sans vitesse initiale.

Il suffit alors d'étudier le mouvement lorsque φ varie de 0 à π, c'est-à-dire pour un sens constant du champ à l'instant initial. La valeur

maximum de la vitesse de l'électron varie, en valeur absolue, entre les limites $\frac{2eE}{m\omega}$ et $\frac{eE}{m\omega}$ selon que le champ est nul à l'instant initial ($\varphi = 0$) ou maximum à cet instant ($\varphi = \pi/2$). Les valeurs correspondantes de l'élongation sont $\frac{\pi eE}{m\omega^2}$ et $\frac{eE}{m\omega^2}$. Si l'on exprime la pulsation ω en fonction de la longueur d'onde λ et de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques c, on peut poser :

$$\frac{eE}{m\omega} = \frac{e}{2\pi cm} E\lambda = AE\lambda,$$
$$\frac{eE}{m\omega^2} = \frac{e}{4\pi^2 c^2 m} E\lambda^2 = BE\lambda^2.$$

Les valeurs des constantes en u.é.s.c.g.s. sont :

$$A = 2{,}81 . 10^6,$$
$$B = 14{,}9 . 10^{-6}.$$

Application à la décharge aux basses pressions. — A) *Minima des caractéristiques.* — Ce mouvement simple des électrons sous l'action du champ alternatif appliqué au tube à décharge semble suffisant pour rendre compte des conditions correspondant au passage le plus facile de la décharge dans l'hydrogène.

1° Remarquons d'abord que le minimum V_0 des potentiels minima V_m est déterminé pour chaque tube à l'aide de mesures portant sur un certain intervalle de longueurs d'onde ; parmi les grandeurs qui interviennent, c'est celle qui est le mieux déterminée ; il est naturel d'en partir pour essayer d'interpréter les phénomènes. On en déduit la valeur du champ moyen minimum dans chaque tube. On peut alors calculer la fréquence du champ nécessaire pour que les électrons qui atteignent la plus faible vitesse maximum, soit $AE\lambda$, possèdent à ce moment une énergie cinétique égale à l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène.

Si V_i est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène, la longueur d'onde λ_1 correspondant à la fréquence cherchée est donnée par la relation :

$$eV_i = 1/2mA^2E^2\lambda_1^2.$$

D'où :

$$E^2\lambda_1^2 = 2V_i/B. \qquad (29)$$

Si V_i est exprimé en volts, E en volts par centimètre, λ_1 en mètres, et si l'on admet $E = \sqrt{2}E_e$, la formule devient :

$$E_e^2\lambda_1^2 = 3V_i/(100B).$$

Pour l'hydrogène, $V_i = 13{,}5$ volts, ce qui donne :

$$E_e^2\lambda_1^2 = 2{,}72 . 10^4$$

Les valeurs des longueurs d'onde excitatrices calculées à l'aide de cette formule figurent dans le tableau IX. Elles sont assez voisines des longueurs d'onde $\lambda_{1\,(exp.)}$ qui permettent le passage de la décharge à la plus faible pression possible sous l'action du champ minimum, ainsi qu'on le voit sur les courbes de la figure 36.

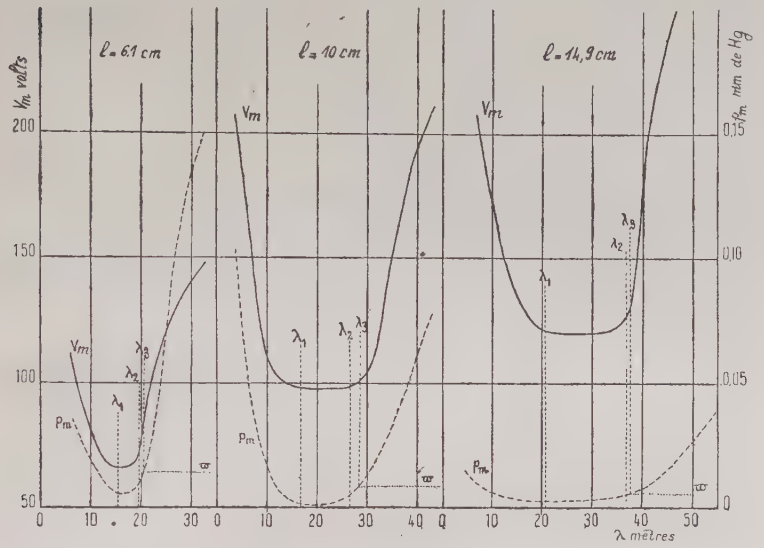


Fig. 36.

L'élongation des électrons considérés, au moment où ils atteignent l'énergie d'ionisation, est :

$$x_i = \mathrm{B}\mathrm{E}\lambda_1^2,$$

soit :

$$x_{i\,(\mathrm{cm.})} = 7/10^4 . \mathrm{E}_{e\,(\mathrm{V.})}\lambda^2_{1\,(\mathrm{m.})};$$

elle est de l'ordre de 2 cm. Leur élongation maximum y est égale à $2x_i$. Ce sont les seuls électrons dont le mouvement se réduit à une oscillation pure.

Tous les autres électrons sont susceptibles d'acquérir des énergies plus grandes. Ceux qui peuvent atteindre la plus grande vitesse maximum atteindront la vitesse $\mathrm{A}\mathrm{E}\lambda_1$ qui correspond à l'énergie d'ionisation à l'instant t tel que :

$$\frac{e\mathrm{E}}{m\omega}(\cos\omega t - 1) = -\frac{e\mathrm{E}}{m\omega},$$

d'où $\omega t = \pi/2$. L'élongation est alors :

$$x_i' = \left(1 - \frac{\pi}{2}\right)\frac{eE}{m\omega^2} = -0{,}57x_i.$$

Mais ces électrons sont animés d'un mouvement qui résulte de la superposition d'un mouvement pendulaire et d'un mouvement de translation, de sorte qu'ils finissent toujours par rencontrer la paroi de l'extrémité du tube, au bout d'un temps d'autant plus court pour une même valeur initiale du champ que le tube est plus court et le rapport l/x_i plus petit. Seuls les électrons pour lesquels on a $\varphi \approx \pi/2$ séjourneront plus longtemps dans le tube avant d'atteindre la paroi.

La condition (29) peut apparaître comme une extension de la condition de Townsend pour l'ionisation par chocs dans un champ constant : le maximum d'ionisation a lieu lorsque l'électron subit une chute de potentiel égale au potentiel d'ionisation sur un parcours dans la direction du champ égal au libre parcours moyen des électrons. Dans le cas d'un électron oscillant, c'est son mouvement même qui limite le trajet dans un sens déterminé.

2° On peut également déterminer la longueur d'onde λ_2 pour laquelle, sous l'action du champ minimum, l'élongation maximum des électrons qui exécutent un mouvement pendulaire est égale à la longueur intérieure du tube. On a :

$$l_i = 2\mathrm{B}E\lambda_2^2, \tag{30}$$

ou encore :

$$\lambda_2 = \lambda_1\sqrt{l_i/(2x_i)}.$$

Les valeurs ainsi calculées sont portées dans le tableau IX. D'après les courbes de la figure 36, on voit que ce sont à peu près celles des longueurs d'onde à partir desquelles s'amorce la remontée des courbes du potentiel minimum.

3° Il est permis de penser que ces coïncidences numériques ne sont pas fortuites. Elles amènent à rechercher les conditions qui assurent le passage le plus facile de la décharge.

L'élongation à un instant donné et la vitesse maximum d'un électron libre ne dépendent que de l'amplitude du champ appliqué et de la longueur d'onde excitatrice. Si l'on pose que l'élongation et la vitesse doivent satisfaire chacune à une condition pour le passage le plus facile de la décharge, on aura deux équations pour déterminer E et λ. L'une de ces conditions semble être la suivante : tous les électrons peuvent atteindre l'énergie d'ionisation; elle est exprimée par l'équation (29) qui se rapporte aux électrons ayant la plus faible vitesse maximum. Quant à la seconde, on pourrait espérer la trouver en comparant les élongations des électrons à un instant convenable et les dimensions des tubes à décharge; en fait, aucune relation simple n'apparaît qui soit

valable pour les trois tubes; la condition (30) commune aux trois tubes introduit une nouvelle inconnue. Il resterait d'ailleurs à trouver une troisième relation fixant la pression correspondante.

Brasefield (9) a mesuré la différence de potentiel entre électrodes extérieures nécessaire pour produire un courant de 100 mA dans la décharge dans l'hydrogène, sous des pressions variant de 0,005 mm. à 1 mm. et pour des longueurs d'onde comprises entre 240 m. et 15 m. Toutes les caractéristiques obtenues présentent un minimum et la courbe du potentiel minimum en fonction de la fréquence a une allure analogue à celle que j'ai obtenue pour le potentiel explosif minimum. Sur 15 m. et 20 m. il arrive à la conclusion suivante : au moment du maximum de conductibilité, un électron sans vitesse initiale fait un choc non élastique contre une molécule du gaz lorsqu'il a parcouru dans la direction du champ un chemin égal au libre parcours moyen L des électrons, la durée de ce parcours étant égale à la demi-période de l'excitation. Ces conditions se traduisent par deux relations de la forme :

$$E^2\lambda^2 = aV, \qquad E\lambda^2 = bL;$$

elles ne permettent pas davantage la détermination *a priori* des valeurs correspondant au passage le plus facile de la décharge; la valeur de V qui figure dans les calculs de Brasefield n'est pas d'ailleurs celle du potentiel d'ionisation, mais une valeur déduite de résultats spectroscopiques.

Remarquons que les conditions (29) et (30) se rapportent aux électrons susceptibles d'effectuer une véritable oscillation autour d'une position moyenne, c'est-à-dire aux électrons capables de rester un certain temps dans la décharge sans être captés par la paroi du tube. Alors qu'un champ continu balaie les électrons, un champ alternatif en maintient un certain nombre dans la décharge, ce qui permet l'illumination du gaz en haute fréquence dans des conditions où elle ne peut plus se faire sous tension continue. Toutefois les collisions avec les atomes ou les molécules sont rares par suite de la raréfaction du gaz; de plus les électrons qui se maintiennent assez longtemps dans la décharge acquièrent seulement des énergies voisines de l'énergie d'ionisation, leur probabilité d'ionisation est donc très petite; les décharges observées dans ces conditions seront peu intenses et correspondront à de faibles densités électroniques.

4° Si la longueur d'onde excitatrice λ devient inférieure à λ_1, le champ E doit augmenter pour que l'énergie des électrons atteigne encore des valeurs convenables. Le minimum du potentiel explosif croît à mesure que λ diminue; sa croissance n'est d'ailleurs pas assez rapide pour que la condition (29) continue à être satisfaite. Mais si tous les électrons ne peuvent plus atteindre l'énergie d'ionisation, la diminution des élongations doit réduire l'influence des pertes à la paroi et apporter

une certaine compensation; l'augmentation de la pression minimum qui favorise les chocs agit dans le même sens.

5° Considérons maintenant le cas des longueurs d'onde supérieures à λ_1. Lorsque λ croît, l'expérience montre que E reste d'abord sensiblement constant; donc les vitesses maxima et les élongations des électrons croissent. Les mouvements électroniques sont davantage gênés par le tube; peu à peu les régions d'où peuvent partir des électrons qui oscillent simplement se resserrent vers les extrémités du tube; mais l'ionisation est plus efficace et le champ minimum nécessaire ne varie pas. On arrive à une longueur d'onde λ_2 pour laquelle l'amplitude des électrons animés d'un mouvement pendulaire est égale à la longueur intérieure du tube, condition traduite par la relation (30). A partir de ce moment, aucun électron ne peut effectuer une oscillation sans rencontrer l'extrémité du tube; le minimum du potentiel explosif commence à remonter.

Parallèlement à l'action de la fréquence intervient l'influence de la pression. A mesure que λ croît, le minimum du potentiel explosif a lieu à une pression de plus en plus élevée. Le libre parcours moyen des électrons L diminue et devient égal à la longueur du tube l_i pour une pression ϖ précédemment calculée. Les courbes de la figure 36 donnent la longueur d'onde λ_3 pour laquelle le minimum du potentiel explosif a lieu à la pression ϖ ; on constate que cette longueur d'onde λ_3, d'ailleurs proche de λ_2, correspond sensiblement à la limite des fréquences qui assurent l'existence d'une variation brusque du potentiel explosif. On atteint un domaine de pression où les collisions entre électrons et molécules du gaz se multiplient et où interviennent d'autres phénomènes.

Tableau IX

l_e (cm.)	14,9	10	6,1
l_i (cm.)	14,6	9,7	5,8
V_0 (volts)	120	98	66
E_e (V./cm.)	8	9,8	10,8
ϖ (mm.)	0,0056	0,0084	0,0141
γ_1 (m.) (calc.)	20,6	16,8	15,2
λ_1 (m.) (exp.)	22	18,5	16
x_i (cm.)	2,38	1,93	1,75
l_i/x_i	6,13	5,02	3,31
λ_2 (m.) (calc.)	36,7	26,6	19,5
λ_2 (m.) (exp.)	33	27	18
λ_3 (m.)	37,5	28,5	20,3

B) *Allure générale des caractéristiques.* — 1° Les considérations précédentes se rapportent uniquement au minimum des courbes de potentiel. Pour rendre compte de l'allure générale des caractéristiques relatives aux plus hautes fréquences utilisées ($\lambda < \lambda_2$), il est intéres-

sant de calculer le long d'une caractéristique, à partir des données expérimentales, les valeurs que pourraient atteindre l'énergie maximum W d'un électron libre oscillant et son élongation maximum y, et ensuite de comparer W à l'énergie d'ionisation W_i de l'atome d'hydrogène, y à la longueur du tube et au libre parcours moyen L des électrons. On a les relations :

$$W_{(v.)} = \frac{4,96}{10^4} \lambda^2_{(m)} E^2_{e(v.)},$$

$$y_{(cm.)} = \frac{14}{10^4} \lambda^2_{(m.)} E_{e(v.)}.$$

Les courbes représentant W et y en fonction de la pression ont été tracées pour les tubes de 6,1 cm. et 10 cm. Les courbes en traits pleins se rapportent aux énergies, celles en tirets aux élongations; les parties en pointillé sont relatives à des élongations supérieures aux libres parcours moyens (fig. 37 et 38).

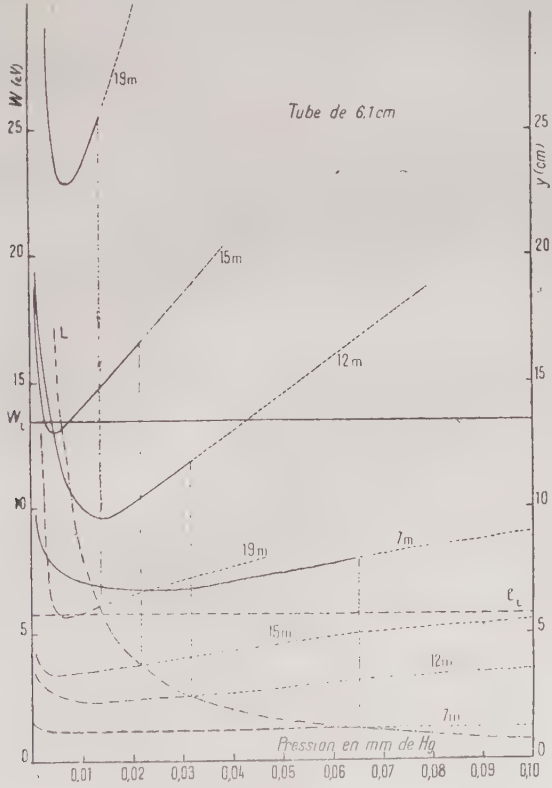


Fig. 37.

2° Sur les plus courtes longueurs d'onde (4,25 m. et 7 m.), l'amplitude des électrons oscillants, sensiblement constante entre les pressions de 0,001 mm. et 0,1 mm., reste très inférieure à la longueur des tubes ; leur énergie est toujours plus petite que W_i, elle est de l'ordre de 4 volts dans les tubes les plus longs. Ces électrons ne peuvent guère intervenir dans l'excitation de la décharge que par un mécanisme tel que celui indiqué par Penning.

Les autres électrons ont une vitesse maximum plus grande qui peut

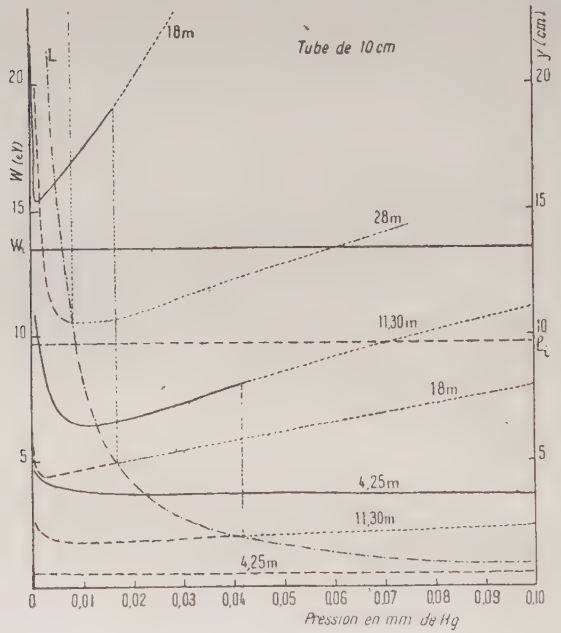


Fig. 38.

atteindre le double de celle des électrons oscillants, donc leur énergie peut être quatre fois plus grande et dépasser l'énergie d'ionisation. Leur élongation au moment du premier maximum de vitesse est encore très inférieure à la longueur du tube, elle est égale à $\pi/2y$ pour les électrons de plus grande vitesse maximum.

En somme, pour ces très hautes fréquences, il y a un domaine de pression assez étendu où les mouvements des électrons ne sont gênés ni par les chocs contre les molécules, ni par les chocs contre les extrémités du tube. On conçoit que l'intensité du champ nécessaire à l'excitation de la décharge reste à peu près constante dans tout ce domaine, mais les conditions qui la déterminent demeurent mystérieuses.

3° Quand la fréquence diminue, l'amplitude et l'énergie des électrons oscillants augmentent ; les courbes représentatives ont un minimum de plus en plus accentué, qui correspond évidemment au minimum du potentiel explosif. A partir de ce minimum, du côté des faibles pressions, l'amplitude varie relativement peu tant que λ est inférieure à λ_1 et demeure plus petite que l_i, tandis que l'énergie arrive à dépasser W_i ; des électrons de plus en plus nombreux entrent en jeu pour l'amorçage de la décharge, l'importance du rôle des électrons oscillants grandit et, dans l'ensemble, la caractéristique du potentiel explosif s'abaisse à mesure que λ croît. Entre λ_1 et λ_2, l'amplitude croît assez rapidement quand la pression diminue ; les mouvements des électrons sont gênés par les dimensions du tube et le champ doit augmenter rapidement pour permettre aux électrons d'acquérir une énergie suffisante sur une fraction seulement de leur parcours, la caractéristique remonte (fig. 19 et 24).

De l'autre côté du minimum, les courbes représentant y montrent que c'est l'influence de la pression qui ne tarde pas à limiter l'amplitude du mouvement des électrons et qui entraîne aussi un relèvement du potentiel explosif. L'énergie nécessaire pour l'ionisation du gaz est alors acquise par un mécanisme plus compliqué qui n'est pas encore élucidé.

En résumé, cette discussion montre qu'on peut suivre de façon raisonnable l'allure des phénomènes de la décharge en haute fréquence aux basses pressions, telle que l'expérience la découvre ; mais une condition essentielle nous échappe encore pour faire une théorie plus complète, capable de fixer les valeurs numériques de toutes les grandeurs intéressées.

Remarque sur la distribution réelle du champ. — J'ai fait d'ailleurs une approximation assez grossière en étudiant le mouvement des électrons dans le champ moyen, c'est-à-dire en supposant le champ uniforme à chaque instant ; il y aurait lieu de tenir compte de sa distribution réelle, ainsi que l'a déjà souligné J. Thomson (56).

Dans le cas de la décharge unipolaire décrite p. 41, ceci devient évident ; cette décharge est excitée en reliant les deux électrodes identiques du tube à la même extrémité de la bobine d'accord couplée à l'oscillateur, l'autre extrémité restant libre. A tout instant, la différence de potentiel est nulle entre les électrodes et cependant le gaz peut s'illuminer dans le champ alternatif créé au voisinage de chaque électrode. Dans ce cas la notion ordinaire de potentiel explosif s'évanouit. Par conséquent, beaucoup plus que la différence de potentiel entre électrodes et que le champ moyen, c'est la valeur véritable du champ qu'il faudrait considérer pour faire une bonne théorie de la décharge.

En l'absence de charges spatiales, dans les tubes utilisés, étant donné le rapport de leur longueur au diamètre des électrodes, le champ serait

beaucoup plus intense près des électrodes qu'au milieu du tube. On peut le déterminer en première approximation de la manière suivante : soit une différence de potentiel $u = U \sin(\omega t + \varphi)$ appliquée entre deux électrodes circulaires de diamètre $2r$, distantes de $2a$. Etudions la répartition de l'amplitude du champ suivant l'axe du système AB, en supposant à chaque instant que les électrodes portent une charge répartie avee une densité uniforme $\sigma = \sigma_0 \sin(\omega t + \varphi)$.

Prenons comme origine le milieu O de AB. Le champ en un point d'abscisse x a une amplitude $f(x)$ telle que :

$$f(x) = 2\pi\sigma_0\left[2 - \left(\frac{a+x}{\sqrt{r^2+(a+x)^2}} + \frac{a-x}{\sqrt{r^2+(a-x)^2}}\right)\right]$$

et :

$$\int_{-a}^{+a} f(x)dx = U.$$

Cette dernière relation détermine σ_0 en fonction de U. On trouve :

$$U = 4\pi\sigma_0[2a - [(r^2 + 4a^2)^{\frac{1}{2}} - r]].$$

Avec une distribution uniforme de champ, on aurait :

$$U = 4\pi\sigma_0 . 2a.$$

Pour les différents tubes et les valeurs minima des potentiels explosifs minima, la distribution de l'amplitude du champ suivant l'axe du tube est représentée par les courbes de la figure 39.

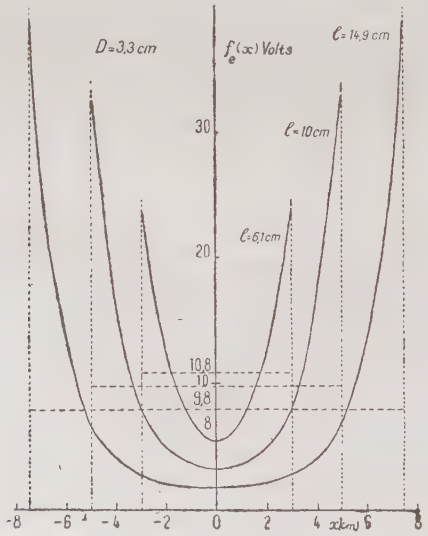


Fig. 39.

Considérons alors un électron d'abscisse x_0, de vitesse initiale nulle, qui est pris à l'instant $t = 0$ par le champ $E = f(x) \sin(\omega t + \varphi)$. A un instant quelconque t, l'électron a une élongation ξ, qui n'est pas nécessairement petite. L'équation de son mouvement est :

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} = - ef(x_0 + \xi) \sin(\omega t + \varphi).$$

A défaut de résolution complète de cette équation, on remarque que les maxima de vitesse ont lieu aux instants t qui annulent $\sin(\omega t + \varphi)$, donc aux mêmes instants t que dans un champ uniforme. Dans les intervalles de temps ainsi définis, les élongations et les vitesses peuvent être très différentes suivant que l'électron évolue dans les régions proches des électrodes ou vers le milieu du tube. Mais, d'après les résultats numériques du paragraphe précédent, il semble qu'en moyenne ces différences se compensent dans l'action globale.

II. — Décharges avec variations A du potentiel explosif

En suivant le réseau des courbes de potentiel explosif, nous avons vu p. 80 qu'au moment où les courbes commencent à présenter des variations brusques, les conditions de fréquence et de pression sont telles que, tout le long d'une caractéristique, les mouvements des électrons sont limités par les collisions entre électrons et molécules du gaz. Ce n'est plus le comportement individuel des électrons qui impose aux phénomènes leurs caractères, mais les collisions créent dans le gaz un état qui met en jeu des moyennes statistiques. L'existence de phénomènes de propagation des mouvements électroniques, tels que ceux étudiés dans la première partie de ce travail, devient possible.

La décharge en haute fréquence se rapproche alors de la décharge sous tension continue ; l'examen de divers caractères : comparaison des spectres émis, étude de la distribution des vitesses électroniques, amène la plupart des auteurs, en particulier Beck (47), à conclure que, dans les deux modes de décharge, on peut reconnaître les mêmes phénomènes élémentaires ; la fréquence ne joue pas le rôle prépondérant qu'on lui avait parfois attribué, c'est la pression qui est la variable fondamentale. Ponte (63) l'avait déjà remarqué. Plus récemment, Zouckermann (13) et Mesnage (61) n'ont pas davantage noté d'influence spéciale de la fréquence.

La propagation de perturbations dans les mouvements des particules électrisées doit pouvoir se manifester dans les deux cas. Des phénomènes curieux ont été décrits par J. J. Thomson (59) dans la décharge en courant continu. On conçoit toutefois que la réponse d'un volume limité de gaz ionisé soumis à une excitation alternative soit différente de celle du même volume placé sous tension continue, à cause des phé-

nomènes de résonance qui peuvent se produire. On peut alors se demander si l'interprétation des variations brusques du potentiel explosif n'est pas liée à ces phénomènes.

Résonance d'allumage d'un tube à décharge. — On sait, en particulier d'après les travaux de Rogowski (60), que l'illumination du gaz est précédée d'une période de prédécharge pendant laquelle se constitue le milieu ionisé dans lequel les phénomènes lumineux s'amplifieront brusquement au moment de l'excitation de la décharge proprement dite, visible. D'après ce que nous avons vu p. 41, la colonne de gaz ionisé possède à ce moment une fréquence fondamentale propre qui dépend de l'énergie moyenne des électrons et de la densité électronique nécessaires pour l'allumage de la décharge sous une pression déterminée. Les conditions varient certainement avec la pression, de sorte que la fréquence du tube à décharge au moment de l'allumage dépend de la pression.

Si l'excitation de la décharge est due à un champ électrique de fréquence constante, il se produit un phénomène de résonance lorsque la fréquence du champ excitateur coïncide avec la fréquence propre du tube correspondant au mode fondamental d'oscillation de la colonne gazeuse. Il en résulte une augmentation de l'amplitude des mouvements électroniques et une variation de la phase des particules par rapport au champ excitateur ; les phénomènes sont analogues à ceux qui ont été décrits p. 44. Le rôle de la charge spatiale devient essentiel ; elle produit une déformation de la répartition du champ, et il semble légitime de rapporter à cette nouvelle distribution du champ les variations du potentiel explosif. Ce sont les conséquences de cette hypothèse que nous allons examiner.

Relation entre la résonance d'allumage et les variations A du potentiel explosif. — Si l'amortissement est faible, donc la pression suffisamment basse, au moment du passage par la résonance, l'inversion de phase est brusque ; pour une fréquence propre de la décharge inférieure à la fréquence imposée, les particules oscillent en opposition de phase avec le champ excitateur et, à chaque instant, l'effet des charges déplacées est de même sens que celle de ce champ ; au contraire, pour une fréquence propre supérieure à la fréquence excitatrice, l'effet des charges diminue l'action du champ excitateur. L'amorçage de la décharge dans le premier cas pourra se faire avec une valeur du champ appliqué plus faible que dans le second cas. Si la résonance est aiguë, le passage d'une valeur à l'autre du champ aura lieu pour une petite variation de la fréquence propre de la décharge, correspondant à une faible variation de la pression, d'où la partie presque verticale des courbes de potentiel.

Si cette interprétation est exacte, on déduit de la forme des courbes

que la fréquence propre de la colonne gazeuse, qui correspond aux conditions d'amorçage de la décharge, diminue à mesure que la pression augmente. Donc, si la pression croît, la fréquence excitatrice qui assure la résonance doit diminuer, ce que l'expérience vérifie. Cette décroissance de la fréquence propre signifie une diminution, soit de la densité électronique, soit de l'énergie moyenne des électrons, ce qui n'est pas en contradiction avec les conditions générales de la décharge. En effet, par rapport à l'ensemble du réseau de courbes d'un tube, les variations A se situent dans une région de décroissance du potentiel explosif, à des pressions inférieures à celle du minimum de Paschen, c'est-à-dire dans un domaine où une augmentation de pression favorise les phénomènes élémentaires de la décharge, où, par conséquent, avec une énergie moyenne moindre des électrons, la décharge parvient à s'établir.

Les aspects lumineux du gaz de part et d'autre d'un saut de potentiel, tels qu'ils ont été décrits p. 56, s'accordent aussi avec les déplacements de charges considérés et il est intéressant de les rapprocher des phénomènes rappelés précédemment (voir fig. 16). Sur une fréquence déterminée, quand la pression est supérieure à la pression de résonance, les mouvements électroniques ont une amplitude notable au milieu du tube ; on observe que le gaz reste obscur près des électrodes et ne s'illumine que dans la région centrale ; aux pressions plus faibles, le champ devient intense au voisinage des électrodes ; la décharge présente alors deux zones très lumineuses aux extrémités du tube. Tant que la variation de potentiel est grande, les conditions sont très différentes de part et d'autre, le changement d'aspect est brutal et coïncide avec le saut de potentiel. Toutefois, quand la fréquence décroît, l'amplitude de la variation de potentiel diminue, tandis que le minimum du potentiel explosif augmente ; il est possible qu'après le saut de potentiel, les mouvements électroniques aux extrémités du tube soient encore suffisants pour ioniser fortement le gaz, en même temps qu'il apparaît une nouvelle région lumineuse au milieu du tube. Pour que l'amplitude des mouvements électroniques diminue et que cesse l'illumination du gaz au voisinage des électrodes, il faudra alors s'éloigner de la résonance ; le changement d'aspect lumineux sera décalé par rapport au saut de potentiel, ce que nous verrons à propos des variations B.

Remarquons enfin que le phénomène d'ondes stationnaires intéresse l'ensemble de la colonne gazeuse ; l'influence de la longueur du tube devient évidente, alors que la considération d'oscillations électroniques ne l'introduisait pas directement.

Remarque sur la condition d'observation des variations A. — Une objection à la condition des électrodes planes et parallèles pour l'observation des variations brusques peut se présenter ici. Dans un tube, on observe des ondes stationnaires pour une excitation convenable, quelles

que soient la forme et la place des électrodes ; il semble donc que les variations brusques devraient exister dans tous les cas.

On peut concevoir cependant qu'au moment de l'allumage, entre électrodes quelconques, les conditions géométriques ne soient pas réalisées pour l'établissement d'une onde stationnaire nette ; une fois le tube allumé et le gaz ionisé assez fortement, les phénomènes de propagation peuvent se manifester d'un bout à l'autre du tube, à peu près indépendants des électrodes ; j'ai déjà remarqué que les électrodes pouvaient se trouver aussi bien en face d'espaces sombres que d'espaces brillants de la décharge suivant le régime établi. On n'aurait ainsi pas de variation brusque dans la courbe du potentiel explosif, bien que le tube puisse être dans la suite le siège d'ondes stationnaires.

Vitesses de propagation et excitation des décharges. — Soit v la vitesse de propagation par ondes des mouvements électroniques au moment de l'illumination du gaz. La longueur l de la décharge représente la demi-longueur d'onde dans le gaz de la vibration fondamentale du tube. Si c est la vitesse dans l'air des ondes électromagnétiques et λ la longueur d'onde excitatrice, on a la relation :

$$v/c = 2l/\lambda.$$

Dans un tube de longueur donnée, le produit λv est constant. La longueur d'onde λ, dans un grand intervalle de fréquences, est une fonction linéaire de la pression P correspondant à la résonance, de la

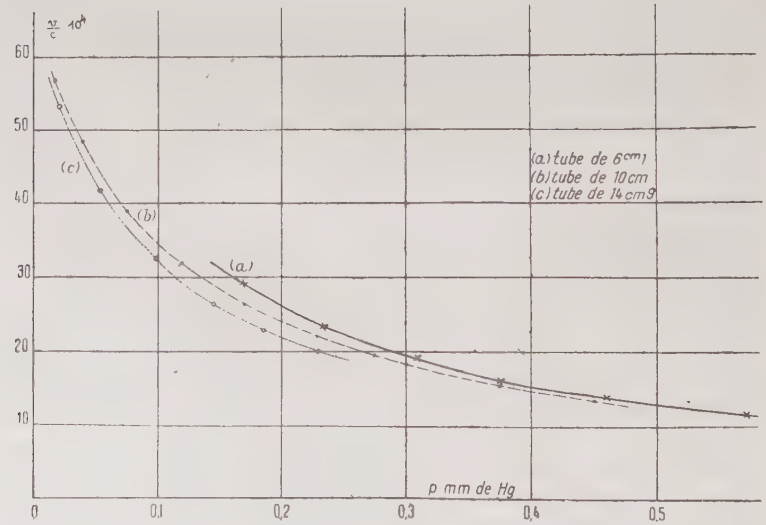


Fig. 40.

forme $\lambda = k(P - p_0)$. La courbe de v en fonction de la pression est donc une branche d'hyperbole dont le centre est reporté à la pression p_0.

D'autre part, nous avons vu que le rapport $\lambda/[l(P - p_0)]$ variait peu pour des tubes de différentes longueurs. Donc à une même valeur de $(P - p_0)$ correspondent des valeurs peu différentes de λ/l et par suite de la vitesse v. Comme p_0 est du même ordre pour les trois tubes étudiés, les courbes de v en fonction de la pression relatives aux trois tubes seront très voisines (fig. 40). Les valeurs de v/c calculées d'après les nombres du tableau II, sont rassemblées dans le tableau X.

TABLEAU X

Tube de 6,1 cm.			Tube de 10 cm.		
$l_i = 5,8$ cm. ; $p_0 = -0,100$ mm.			$l_i = 9,7$ cm ; $p_0 = -0,117$ mm.		
P (mm.)	v/c	$v/c\ (P - p_0)$	P (mm.)	v/c	$v/c\ (P - p_0)$
0,171	$29,0.10^{-4}$	$7,86.10^{-4}$	0,018	$57,0.10^{-4}$	$7,70\ 10^{-4}$
0,235	23,2 »	7,78 »	0,041	48,5 »	7,67 »
0,310	19,0 »	7,79 »	0,077	38,8 »	7,53 »
0,375	16,1 »	7,65 »	0,120	31,8 »	7,52 »
0,460	13,8 »	7,78 »	0,170	26,2 »	7,52 »
0,570	11,6 »	7,77 »	0,230	22,1 »	7,67 »
			0,275	19,2 »	7,52 »
			0,375	15,4 »	7,58 »
			0,450	13,2 »	7,48 »

Tube de 14,9 cm.		
$l_i = 14,6$ cm. ; $p_0 = -0,103$ mm.		
P (mm.)	v/c	$v/c.(P - p_0)$
0,021	$53,2.10^{-4}$	$6,60.10^{-4}$
0,054	41,7 »	6,54 »
0,100	32,5 »	6,60 »
0,146	26,3 »	6,55 »
0,185	22,6 »	6,51 »
0,230	19,5 »	6,50 »

Les moyennes des valeurs du produit $v/c\ (P - p_0)$ sont respectivement 7,77, 7,58 et $6,55.10^{-4}$.

Les vitesses v sont égales à quelques millièmes de la vitesse des

ondes électromagnétiques. Elles sont de l'ordre du dixième des vitesses mesurées pour les ondes stationnaires décrites dans la première partie ; mais elles correspondent à des conditions d'amorçage de la décharge, alors que les secondes se rapportent à des gaz fortement ionisés, ce qui pourrait expliquer la différence des valeurs. Sous la pression de 0,15 mm., la vitesse augmente de 19 0/0 seulement quand on passe de $\lambda = 37$ m. à $\lambda = 112$ m. ; sous une pression de 0,25 mm., la variation est de 17 0/0, λ variant de 52 m. à 158 m. ; à pression plus élevée, l'écart est encore plus réduit.

On est ainsi amené au résultat suivant : sous une pression déterminée, l'illumination du gaz survient pour des conditions de l'état du milieu gazeux telles que les vitesses de propagation par ondes des mouvements électroniques varient dans un rapport beaucoup plus petit que le rapport des fréquences excitatrices ; c'est bien la pression qui semble déterminer les facteurs nécessaires à l'illumination du gaz. Ce résultat se rattache étroitement aux observations signalées plus haut (p. 85), d'après lesquelles la fréquence ne joue pas un rôle fondamental ; on peut seulement dire qu'elle superpose des effets secondaires, d'ailleurs considérables, aux phénomènes essentiels de l'amorçage de la décharge.

Densité électronique et énergie moyenne des électrons. — Il resterait à préciser les conditions qui doivent être réalisées dans le gaz pour que la décharge s'amorce ; elles sont encore très peu connues aux basses pressions (67, p. 476) ; en courant continu, aussi bien qu'en haute fréquence, elles sont évidemment relatives sous une pression donnée à l'énergie moyenne des électrons et à la densité électronique. Les vitesses de propagation, qui dépendent surtout de la pression considérée, sont par conséquent fonction de ces deux grandeurs ; on est ainsi tenté de faire appel à la théorie de la propagation par la pression électronique qui les fait intervenir toutes deux. A défaut de données suffisantes pour une discussion complète, je me bornerai à quelques remarques.

Cette théorie conduit à une valeur v de la vitesse de propagation donnée, dans le cas du mode fondamental de vibration du tube, par la relation :

$$v^2 = \frac{4\pi n e^2}{\pi m} l^2 + \frac{kT}{m} .$$

Nous avons déjà vu que le premier terme devait être prépondérant et que la densité électronique n devait être voisine de la densité N définie par la relation :

$$v^2 = \frac{Ne^2}{\pi m} .$$

L'ionisation limite ainsi calculée varie entre $0{,}956.10^6$ et $0{,}512.10^5$ électrons par centimètre cube quand on passe de l'onde de 34 m. à l'onde de 147 m. (tube de 10 cm.). Ces valeurs sont assez faibles, mais, si la théorie est applicable, elles se rapporteraient à un état de prédécharge ; et même au moment de l'allumage du tube, les décharges ne sont pas très brillantes.

L'influence simultanée de T et de n apparaît mieux en reprenant une autre expression de la vitesse V, soit :

$$v^2 = \frac{kT}{m} \frac{N}{N-n},$$

qui permet de calculer le produit $T \frac{N}{N-n}$ en fonction de v ; avec le tube de 10 cm., on trouve des valeurs comprises entre 191.10^3 et 10^4. Admettons que le rapport $N/(N-n)$ ne puisse être inférieur à 10 ($n \geqslant 9/10.N$). Les températures électroniques correspondantes seront au maximum comprises entre 19.100° K et 1 000° K, c'est-à-dire que l'énergie moyenne des électrons variera de 2,47 eV à 0,13 eV.

Brasefield (53), dans un travail sur la détermination des vitesses moyennes des électrons dans une décharge en haute fréquence dans l'hydrogène, trouve des énergies beaucoup plus grandes. Il excite la décharge sous des tensions variées, de 250 à 2 000 volts, sur des ondes de 15 m. à 200 m., dans un tube muni d'électrodes extérieures annulaires ; la pression du gaz est de quelques centièmes de millimètre de mercure. Il déduit les vitesses électroniques de la variation du rapport des densités de certaines raies du spectre, lorsque les conditions de la décharge varient. Les valeurs moyennes exprimées en volts sont comprises entre 20 et 28 volts.

Par contre, Banergi et Ganguli, dans le travail cité au chapitre III (46 *bis*), relatif à une décharge dans l'hydrogène sous une pression de 0,07 mm., hydrogène non débarrassé de vapeur de mercure, sur une longueur d'onde de 100 m., trouvent des énergies de quelques dixièmes de volt seulement. Des décharges dans l'air et l'oxygène ($p = 0{,}14$ mm., $\lambda = 270$ m.) leur donnent des valeurs bien plus grandes, de 4 à 20 volts environ.

Beck, qui a critiqué ces mesures (47), obtient, par une utilisation plus soignée de la méthode des sondes, pour des décharges à très haute fréquence ($\lambda = 4{,}30$ m.) dans la vapeur de mercure sous des pressions allant de 0,0013 à 2,8 mm. de mercure, des énergies qui varient de 9,8 à 0,8 eV. A propos de la méthode optique de Brasefield, Beck remarque qu'elle serait valable si tous les électrons avaient la même vitesse, mais que sa validité est douteuse si les vitesses électroniques sont distribuées suivant différentes valeurs. Brasefield avait prévu l'objection, mais pensait que l'application faite était acceptable en raison du caractère linéaire dans un domaine étendu de la relation

expérimentale qui existe entre les rapports d'intensité de certaines raies et la vitesse des électrons excitateurs. En fait, Nöller (62) a montré que c'est inexact et que, si l'on tient compte d'une distribution maxwellienne des vitesses, les résultats optiques de Brasefield correspondent dans la décharge en haute fréquence à des vitesses moyennes beaucoup plus faibles que celles qu'il a déduites de ses mesures. En somme les valeurs calculées plus haut paraissent admissibles.

Pour un tube donné, l'ionisation limite croît rapidement quand la pression diminue, l'ionisation effectivement réalisée doit varier dans le même sens ; si le rapport $N/(N - n)$ change peu, la température électronique doit aussi croître en même temps que la densité électronique.

Sous une pression déterminée, pour les diverses fréquences qui assurent la résonance dans les différents tubes, l'ionisation limite est proportionnelle au carré de la fréquence, elle est donc beaucoup plus forte dans les tubes courts ; si l'on admet encore que le rapport $N/(N - n)$ est à peu près constant, comme la célérité varie peu et que le produit $TN/(N - n)$ est proportionnel au carré de v, il en résulte que les températures électroniques dans les différents tubes doivent être assez voisines. On arrive ainsi à l'hypothèse d'une température électronique au moment de la prédécharge qui, pour un gaz déterminé, dans des tubes de diamètre donné, serait fonction seulement de la pression et qui croîtrait rapidement quand la pression diminue. Dans des conditions différentes, l'étude de la colonne positive des décharges sous tension continue a conduit à un résultat de ce genre : dans un gaz donné, la température électronique est fonction décroissante du produit de la pression du gaz par le diamètre du tube. Le calcul théorique a été exposé par Engel et Steenbeck (65) et vérifié expérimentalement par Seeliger et Hirchert dans le cas du néon et de l'argon (66).

Toutefois on peut se demander si la notion de température électronique garde encore sa valeur pour des concentrations électroniques aussi faibles que celles qui ont été calculées ci-dessus et si les déductions qui précèdent sont légitimes.

Limites du domaine d'existence des variations brusques de potentiel. — 1° *Limite inférieure.* — De façon générale, quand la pression diminue, la densité électronique et l'énergie moyenne des électrons au moment de la résonance doivent augmenter. Mais aux très faibles pressions, par suite de la raréfaction du gaz, n ne peut plus croître suffisamment dans les conditions de champ qui sont alors réalisées ; de plus, la notion de pression électronique disparaît, elle suppose en effet une certaine répartition moyenne des vitesses qui n'existe plus si la densité des électrons est faible et si les chocs entre électrons sont peu nombreux. Les phénomènes de propagation disparaissent d'abord dans les tubes courts, tandis qu'ils subsistent encore à des pressions

plus faibles dans les tubes longs où l'ionisation à atteindre est moindre.

Il faut bien remarquer qu'il ne s'agit ici que de l'amorçage de la décharge. Les longueurs d'onde inférieures à 20 m., qui ne donnent pas lieu à des variations brusques du potentiel explosif dans les trois tubes utilisés, pourront exciter un système d'ondes stationnaires si l'on augmente la tension appliquée au tube ; on favorise ainsi la multiplication des électrons et leur distribution dans toutes les directions ; on retrouve des conditions qui assurent une propagation, avec une vitesse d'autant plus grande que l'ionisation est plus intense.

Ces considérations sont valables quelles que soient les dimensions des électrodes employées.

2° *Limite supérieure.* — Du côté des grandes pressions, nous verrons bientôt qu'il n'existe pas de limitation particulière aux variations A, mais que les mêmes causes rendent compte de la disparition progressive des variations A aussi bien que des variations B.

III. — Décharges avec variations B du potentiel explosif

Théorie de Gill et Donaldson. — 1° Une explication des variations de type B a été proposée par Gill et Donaldson. D'après la théorie de Townsend, la décharge ne peut s'établir que si la vitesse de formation des nouveaux ions par collision des électrons avec les molécules du gaz est plus grande que la vitesse de disparition des électrons sur la paroi du tube. Si la pression du gaz est assez grande ou la fréquence assez élevée, l'amplitude des oscillations électroniques est faible ; les pertes à la paroi sont dues surtout à la diffusion des électrons ; ceci affecte de la même façon la décharge longitudinale et la décharge transversale. Mais si la pression diminue ou si la longueur d'onde augmente, l'amplitude des mouvements électroniques croît. Ces mouvements amènent un plus grand nombre d'électrons vers la surface du tube et augmentent les pertes. Cet effet est surtout sensible dans la décharge transversale où les mouvements des électrons ont lieu en travers du tube et sont plus vite gênés par la paroi. Ainsi en diminuant la pression, on atteint un point, qui dépend de la longueur d'onde, où la disparition des électrons serait plus rapide que leur formation si une augmentation rapide du champ appliqué n'accélérait la production d'électrons. La variation brusque dans la forme des courbes serait ainsi expliquée. On conçoit mal, avec un tel processus, la brutalité du changement constaté.

Gill et Donaldson émettent deux hypothèses sur la façon dont l'accroissement rapide du potentiel agirait pour augmenter le taux d'ionisation. Le champ plus intense augmente l'amplitude des électrons ; les pertes à la paroi sont plus grandes, mais les vitesses des électrons

sont également plus grandes et l'augmentation correspondante du taux d'ionisation par collision peut compenser les pertes supplémentaires.

Ou bien, on peut imaginer un complément d'ionisation par les ions positifs. Gill et Donaldson appuient cette seconde hypothèse sur l'observation suivante : la variation brusque du potentiel s'accompagne d'un changement dans l'aspect lumineux de la décharge ; pour les pressions supérieures à celle qui correspond à la variation brusque, la lueur rose occupe seulement le milieu du tube ; mais, aux pressions plus faibles, deux lueurs bleues apparaissent près des électrodes, en plus de la lueur rouge du centre. Ceci montre que l'ionisation est accrue dans le gaz près de la surface du tube. Or Townsend a montré que, dans une décharge, la diffusion plus rapide des électrons vers la paroi laisse une charge positive dans le gaz ; il s'établit ainsi un champ électrostatique dans lequel les ions positifs peuvent acquérir une vitesse suffisante pour ioniser le gaz au voisinage de la paroi.

2° J'ai observé également ce changement d'aspect ; mais, s'il coïncide effectivement avec la variation brusque du potentiel explosif pour les fréquences qui assurent cette variation peu après le premier minimum, cette coïncidence disparaît aux fréquences plus basses et c'est après le second minimum qu'on observe le changement dans la distribution lumineuse de la décharge. Ainsi, dans le tube de 6,1 cm. (fig. 26), sur les ondes de 100, 120, 130, 150 m., avant la chute de potentiel, on voit une couche très lumineuse à chaque extrémité et une luminosité à structure plus ou moins compliquée dans le reste du tube ; après la variation, la décharge moins brillante se concentre dans la région médiane et les extrémités restent sombres. Sur l'onde de 170 m., le changement s'opère à une pression supérieure de quelques centièmes de millimètre à celle de la variation de potentiel. Avec $\lambda = 189$ m., le décalage est encore plus accentué, il atteint 1/10 mm. J'ai même observé des décalages plus importants ; par exemple, dans le tube de 8 cm., muni d'électrodes de 5 cm. (fig. 26), sur l'onde de 193 m., la variation brusque se produit à la pression de 0,765 mm. ; à 0,80 mm., les zones lumineuses extrêmes étant peu modifiées, il apparaît au milieu du tube une double strate ; c'est seulement à 1,06 mm. de pression que les couches lumineuses voisines des électrodes ont disparu et que la région centrale montre une nébulosité moins brillante. La figure 27 permet de suivre dans un autre cas une évolution du même genre. Les aspects lumineux ne traduisent donc pas la modification de la décharge correspondant à la variation du potentiel sous la forme envisagée par Gill et Donaldson. D'ailleurs, l'ionisation complémentaire par les ions positifs est actuellement considérée comme peu probable.

Interprétation par un effet de résonance. — Les réseaux de courbes (tube de 6,1 cm. avec électrodes de 3,3 cm., tube de 10 cm. avec élec-

trodes de 6 cm.) mettent en évidence le passage continu des caractéristiques à variation A aux caractéristiques à variation B. On observe également une évolution continue des aspects lumineux de la décharge et le changement d'aspect au moment d'une variation brusque est le même dans les deux cas. Il n'y a donc pas de raison de supposer qu'il s'agit de deux phénomènes essentiellement différents; il est au contraire légitime de penser que c'est le même phénomène présentant des modalités un peu différentes suivant que les variations de potentiel se produisent avant ou après le minimum de Paschen du tube considéré, modalités qui peuvent aussi dépendre d'une intervention progressive d'oscillations des ions positifs à mesure que la fréquence diminue.

Passage des variations A aux variations B. — 1° J'ai décrit dans la première partie l'amortissement observé dans la propagation lorsque la pression du gaz croît à partir d'une valeur optimum. Dans un tube assez long muni en bout d'électrodes planes, le champ est intense près des électrodes; l'ionisation débute dans leur voisinage et s'étend vers le milieu du tube jusqu'à une distance qui décroît quand la pression augmente. L'amortissement des mouvements électroniques peut être suffisant pour que la région centrale du tube ne soit plus atteinte avec une intensité notable par les phénomènes d'ionisation provoqués aux extrémités; il n'y a plus à envisager de résonance qui met en jeu la colonne gazeuse sur toute la longueur du tube.

Cette interprétation s'accorde avec les résultats relatifs aux tubes de 10 cm. et 14,9 cm. Pour toutes les longueurs d'onde, à partir des faibles pressions, une augmentation de pression favorise d'abord la décharge; le potentiel explosif décroît rapidement à mesure que la pression croît. A un moment donné, la chute brusque se produit; l'amplitude de cette chute diminue aussi quand la pression s'élève, sa valeur est évidemment liée à la grandeur de la charge spatiale; la décroissance est régulière et la chute presque verticale, jusqu'au moment où l'on atteint une pression voisine de celle du minimum de Paschen. Au delà, on entre dans la zone de pression où, de façon générale, le potentiel explosif croît; la pression optimum est dépassée, une augmentation de pression contrarie la décharge; l'amortissement des variations brusques est très rapide.

2° Si l'on utilise des électrodes de diamètre plus grand, on atténue les variations que présente la distribution de l'intensité du champ dans le tube; des régions qui n'étaient pas excitées de façon sensible le deviennent, le gaz s'ionise sur une plus grande longueur; la nouvelle répartition du champ due à l'élargissement des électrodes contrebalance l'amortissement dû à la pression; ainsi, dans un tube donné, le domaine des variations brusques s'étendra du côté des pressions croissantes, d'autant plus loin que les électrodes seront plus larges. Les expériences sur les tubes de 8 cm. et 10 cm. le montrent de façon nette; la limite

supérieure du domaine d'existence des variations brusques est d'ailleurs rapidement déplacée vers les pressions élevées et les expériences n'ont pas été prolongées jusqu'à des fréquences assez basses pour la déterminer dans le cas des électrodes de plus grand diamètre.

L'effet est analogue si, gardant un certain diamètre d'électrode, on raccourcit le tube ; les effets de résonance dans un tube court se produiront encore à des pressions pour lesquelles ils auront cessé d'exister dans un tube long.

En acoustique on peut de façon analogue faire vibrer une corde soit en l'excitant à une extrémité comme dans l'expérience de Melde, soit en l'excitant simultanément en tous ses points, par exemple par résonance au voisinage d'une autre corde en vibration. Dans le cas de la décharge, on passe progressivement de l'excitation localisée due à l'emploi de petites électrodes à l'excitation répartie produite par des électrodes de grand diamètre.

3° Si l'on admet la théorie de propagation qui fait intervenir la pression électronique, on peut l'appliquer dans tous les cas. A côté de l'amortissement des mouvements électroniques provoqué par une pression croissante, une autre cause de disparition des effets de résonance peut jouer un rôle dans cette théorie. L'ionisation limite N décroît rapidement avec la fréquence excitatrice ; d'autre part, quelles que soient la pression et la fréquence, l'existence de la décharge exige au moins un certain degré d'ionisation ; si l'ionisation limite devient inférieure à l'ionisation minimum requise, il n'y a plus de propagation. Sous une pression donnée, comme l'ionisation limite est d'autant plus grande que le tube est plus court, la disparition des phénomènes de propagation aura lieu dans les tubes longs avant de se produire dans les tubes courts.

Minima et amplitudes des variations du potentiel explosif. — Sur une caractéristique, avant la résonance, les oscillations des particules électrisées sont en phase avec le champ excitateur, d'où une densité spatiale positive près de l'électrode à bas potentiel et une densité négative au voisinage de l'autre électrode. Cette distribution des charges spatiales rapproche ce stade de la décharge en haute fréquence de la décharge sous tension continue. Si les électrodes sont de grand diamètre, dans les limites des expériences, c'est-à-dire entre 75 m. et 300 m. de longueur d'onde, les parties des courbes qui précèdent la chute de potentiel tendent à fusionner ; elles sont très voisines pour chaque tube d'une courbe limite idéale ayant l'allure des courbes de Paschen sous tension continue et dont le minimum est précisément le minimum indépendant de la fréquence. Le fait que l'excitation est alternative, de fréquences diverses, semble sans importance quant au mécanisme de la décharge.

L'influence propre de la fréquence se manifeste seulement au moment de la variation brusque de potentiel. Les parties rectilignes des courbes

se détachent à partir de la courbe commune aux différentes fréquences. Les minima qui suivent obéissent à une même loi de variation en fonction de la pression d'après ce que nous avons vu p. 71. Les variations brusques sont ainsi encadrées entre la courbe de Paschen limite et la courbe des minima du potentiel explosif, l'écart entre les deux courbes étant à peu près constant au delà du minimum de Paschen.

Les conditions qui régissent la décharge au moment des minima ne sont pas élucidées. On pourrait supposer, lors du minimum du potentiel explosif relatif à une certaine fréquence, que l'électron atteint l'énergie d'ionisation sur un trajet égal au libre parcours moyen à la pression considérée. J. J. Thomson (37) a utilisé des conditions analogues dans l'étude de la décharge en anneau. En fait, pour les fréquences étudiées, dans le cas de la décharge électrostatique, l'expérience ne vérifie pas les résultats numériques des formules simples telles que celles de J. Thomson (56). Mais ces calculs négligent l'effet des charges spatiales ; or c'est l'action de ces charges qui abaisse le potentiel explosif et imprime ses caractères à la décharge ; il ne faut donc pas s'étonner du désaccord avec l'expérience.

CONCLUSION

L'observation des aspects lumineux de décharges en très haute fréquence et aux faibles pressions et l'étude de leur action sur un résonateur de Hertz m'ont permis de mettre en évidence, de façon certaine, l'existence de phénomènes de propagation par ondes des mouvements des particules électrisées dans un tube à décharges. A partir des systèmes d'ondes stationnaires obtenus pour des excitations convenables du tube, les vitesses de propagation ont été mesurées. L'interprétation théorique des résultats est encore douteuse ; j'ai fait à ce propos une étude critique des mémoires de différents auteurs qui avaient abordé théoriquement le problème des oscillations des particules électrisées dans les plasmas. Le mécanisme de propagation qui fait intervenir à la fois le champ électrique des charges spatiales et la pression du gaz d'électrons définie au sens de la théorie cinétique semble le plus intéressant à considérer ; mais son adoption définitive ou son rejet nécessiteront encore de nombreuses vérifications expérimentales. En particulier, la mesure des densités électroniques qui apparaissent dans ces décharges serait d'une importance capitale; comme l'emploi de sondes se révèle d'un usage difficile, sinon impossible, les progrès ultérieurs exigeront sans doute la mise au point de méthodes fondées sur un autre principe.

J'ai repris ensuite des mesures du potentiel explosif dans l'hydrogène sur des ondes comprises entre 4 m. et 300 m., à des pressions allant

dans certains cas de 10^{-4} mm. à 1,5 mm. de mercure ; les courbes obtenues confirment et étendent les résultats d'autres auteurs concernant l'existence de variations brusques du potentiel explosif. J'ai montré l'influence fondamentale des dimensions et de la disposition des électrodes utilisées sur les phénomènes observés. J'ai pu établir quelques relations empiriques entre les grandeurs qui interviennent : relation entre la longueur d'onde excitatrice et la pression à laquelle se produit la variation brusque correspondante, influence de la longueur du tube, relation entre la pression et l'amplitude de la variation de potentiel. L'étude des minima du potentiel explosif a également fourni des renseignements intéressants. A la lumière des phénomènes décrits dans la première partie, j'ai tenté d'expliquer les variations brusques par l'intervention dans la période de prédécharge de la fréquence propre de la colonne de gaz ionisé. La question demeure d'une grande complexité et, en raison de toutes les obscurités qui subsistent, les interprétations proposées le sont beaucoup plus comme hypothèses de travail qu'à titre de théories solidement établies.

De ces premières recherches, je garde l'impression que le problème de la décharge en haute fréquence réserve aux chercheurs un domaine très riche et mal exploré ; je souhaite donc en achevant ce mémoire que d'autres expériences apportent bientôt une abondante moisson de résultats nouveaux.

BIBLIOGRAPHIE

1. F. Esclangon. — *Ann. de Phys.*, **1** (1934), 267.
2. K. K. Darrow. — *Bell Syst. tech. J.*, **11** (1932), 576 ; **12** (1933), 91.
3. J. S. Towmsend. — *C. R. Paris*, **186** (1928), 55.
4. C. Gutton, Mitra et Ylostako. — *C. R. Paris*, **176** (1923), 1871.
   C. Gutton. — *C. R. Paris*, **178** (1924), 427.
5. R. W. Wood. — *Phys. Rev.*, **35** (1930), 673.
6. Hulburt. — *Phys. Rev.*, **20** (1922), 127.
7. Kirchner. — *Ann. der Phys.*, **77** (1925), 287.
7 *bis*. Kirchner. — *Ann. der Phys.*, **7** (1930), 798.
8. Hiedemann. — *Ann. der Phys.*, **85** (1928), 649.
9. Brasefield. — *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1073.
10. Rohde. — *Ann. der Phys.*, **12** (1932), 569.
11. C. et H. Gutton. — *C. R. Paris*, **186** (1928), 303.
12. H. Gutton. — *Ann. de Phys.*, **13** (1930), 62.
13. R. Zouckermann. — *Ann. de Phys.*, **13** (1940), 78.
14. Tonks et Langmuir. — *Phys. Rev.*, **33** (1929), 195.
15. Gill et Donaldson. — *Phil. Mag.*, **12** (1931), 719.
16. J. Thomson. — *Phil. Mag.*, **23** (1937), 1.
17. M. Chenot. — *C. R. Paris*, **192** (1931), 38.
18. M. Chenot. — *C. R. Paris*, **192** (1931), 673.

19. M. Chenot. — *C. R. Paris*, **196** (1933), 1973.
20. G. Mierdel. — *Ann. der Phys.*, **85** (1928), 612.
21. Lilienfeld. — *Ann. der Phys.*, **32** (1910), 673.
22. Goldstein. — *Verh. Deutsch. Physik. Ges.* (1907), 598.
23. H. Konen. — *Verh. Deutsch. Physik. Ges.* (1907), 774.
24. J. W. Beams. — *Phys. Rev.*, **36** (1930), 997.
25. Snoddy, Beams, Ham et Trotter. — *Nature*, **138** (1936), 167.
26. Snoddy, Beams et Dietrich. — *Phys. Rev.*, **50** (1936), 469.
27. Snoddy, Dietrich et Beams. — *Phys. Rev.*, **52** (1937), 739.
28. W. Holzer. — *Z. Phys.*, **77** (1932), 676.
29. Allibone et Schonland. — *Nature*, **134** (1934), 736.
30. Goodlet. — *J. Inst. elec. Engrs*, **81** (1937), 1.
31. Schonland et Collens. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **143** (1934), 654.
32. Schonland, Malan et Collens. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **152** (1935), 595.
33. T. C. Chow. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 574.
34. R. W. Revans. — *Phys. Rev.*, **44** (1938), 798.
35. J. J. Thomson. — *Phil. Mag.*, **6** (1928), 1254.
36. J. J. Thomson et G. P. Thomson. — *Conduction of electricity through gases*, t. II, 3e éd., 353.
37. J. J. Thomson. — *Proc. Phys. Soc.*, **40** (1928), 79.
38. W. O. Schumann. — *Z. Phys.*, **121** (1943), 7.
39. Debye et Hückel. — *Phys. Z.*, **24** (1923), 185.
40. E. G. Linder. — *Phys. Rev.*, **49** (1936), 753.
41. Seeliger et Steenbeck. — *Z. Phys.*, **113** (1939), 526.
42. C. Gutton et M. Chenot. — *C. R. Paris*, **196** (1933), 589.
43. Rompe et Steenbeck. — *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.*, **18** (1939), 257.
44. T. V. Jonescu. — *J. Phys. Radium*, **5** (1934), 578.
45. Mott-Smith et Langmuir. — *Phys. Rev.*, **28** (1926), 727.
46. Banerji et Ganguli. — *Phil. Mag.*, **11** (1931), 410.
46 *bis*. Banerji et Ganguli. — *Phil. Mag.*, **13** (1932), 494.
47. H. Beck. — *Z. Phys.*, **97** (1935), 355.
48. C. Gutton et G. Laville. — *Ann. des P. T. T.*, **14** (1925), 209.
49. C. Gutton. — *Ann. de Phys.*, **13** (1930), 5.
50. M. Chenot. — *C. R. Paris*, **197** (1933), 1599.
51. C. Gutton et G. Beauvais. — *C. R. Paris*, **194** (1932), 338.
52. M. Laporte. — *Conférences-Rapports* (1934), 44.
53. C. J. Brasefield. — *Phys. Rev.*, **35** (1930), 92.
54. C. J. Brasefield. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 82.
55. E. Hiedemann. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 978.
56. J. Thomson. — *Phil. Mag.*, **10** (1930), 280.
57. J. Thomson. — *Phil. Mag.*, **18** (1934), 696.
58. F. M. Penning. — *Physica*, **7** (1927), 80.
59. J. J. Thomson. — *Phil. Mag.*, **11** (1931), 697.
60. W. Rogowski. — *Z. Phys.*, **100** (1936), 1.
61. P. Mesnage. — *Ann. de Phys.*, **12** (1939), 5.
62. W. Nöller. — *Z. Phys.*, **110** (1938), 320.
63. M. Ponte. — *Nature*, **121** (1928), 243.
64. A. von Hippel. — *Ann. der Phys.*, **87** (1928), 1035.
65. Engel et Steenbeck. — *Elektrische Gasentladungen* (Berlin), (1934), t. II, 85.

66. Seeliger et Hirchert. — *Ann. der Phys.*, **11** (1931), 817.
67. L. B. Loeb. — *Fundamental processes of electrical discharge in gases* (New-York) (1939).
68. Allibone et Meek. — *Proc. Roy. Soc.*, A, **166** (1938), 97 ; A, **169** (1938), 246.
69. Sherwood Githens. — *Phys. Rev.*, **57** (1940), 822.
70. Gill et Engel. — *Nature*, **159** (1947), 404.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIÈRE PARTIE

Phénomènes de propagation dans les gaz ionisés par les décharges de haute fréquence.

CHAPITRE PREMIER

Décharge dans un tube sans électrodes.

Dispositif expérimental 6
Description de la décharge 7
1) Aspect de la décharge dans l'hydrogène 7
2) Action sur un résonateur de Hertz. 8
3) Vitesses de propagation 9
4) Deux genres de réflexion. 9
5) Influence de la nature du gaz 10
6) Observations sur les plasmoïdes 10
7) Absorption des gaz. Effets de « clean-up » 11
8) Fluorescence du tube à décharges. 12

CHAPITRE II

Phénomènes de propagation.

Mesure de l'action de la décharge sur un résonateur de Hertz . . 12
Courbes obtenues à l'aide du résonateur 14
1) Excitation faible à une extrémité du tube 14
2) Systèmes d'ondes stationnaires correspondant à des excitations d'intensité croissante 14
3) Influence de la pression du gaz 17
Amortissement de la décharge 18
Ionisation préalable sur onde longue 21
Comparaison de phénomènes divers 23

Pages

CHAPITRE III

Etude théorique.

Nature du problème 25
Vibrations électroniques d'un plasma 26
Propagation des vibrations dans un milieu indéfini 29
Propagation des vibrations dans un milieu cylindrique 36
Remarques sur la vérification des théories précédentes 39
Réflexion des ondes 40

CHAPITRE IV

Décharge dans un tube muni d'électrodes.

Régimes obtenus avec différents modes d'excitation 41
Fréquences propres d'un tube à décharges 41
Différences de potentiel entre les électrodes 42
Action sur un résonateur de Hertz 43
Influence d'un champ magnétique ou d'un champ électrique constant 45

DEUXIÈME PARTIE

Détermination du potentiel explosif de décharges en haute fréquence.

CHAPITRE V

Mesure du potentiel explosif.

Montage des expériences 47
Description des réseaux de courbes. 49
Aspects lumineux des décharges 56

CHAPITRE VI

Etude des variations brusques du potentiel explosif.

Conditions d'observation 58
Domaine d'existence 60
Relation entre la fréquence et la pression 60
Influence de la longueur du tube 63
Influence du diamètre des électrodes 65
Amplitude des variations de potentiel 68

Pages

Chapitre VII

Etude des minima du potentiel explosif.

Minima ne dépendant pas de la fréquence 70
Minima dépendant de la fréquence 71

Chapitre VIII

Discussion des résultats.

I. — Décharges aux basses pressions 74
Mouvement d'un électron libre dans un champ uniforme à chaque instant 75
Application à la décharge aux basses pressions 76
A) Minima des caractéristiques 76
B) Allure générale des caractéristiques 80
Remarque sur la distribution réelle du champ 83

II. — Décharges avec variations A du potentiel explosif 85
Résonance d'allumage d'un tube à décharges 86
Relation entre la résonance d'allumage et les variations A du potentiel explosif 86
Remarque sur la condition d'observation des variations A . . . 87
Vitesses de propagation et excitation des décharges. 88
Densités électroniques et énergie moyenne des électrons 90
Limites du domaine d'existence des variations brusques de potentiel 92

III. — Décharges avec variations B du potentiel explosif 93
Théorie de Gill et Donaldson. 93
Interprétation par un effet de résonance 94
Passage des variations A aux variations B 95
Minima et amplitudes des variations du potentiel explosif . . . 96

Conclusion 97

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'ionosphère.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 8 mai 1947.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. CABANNES

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY

DÉPÔT LÉGAL : 1947, 4e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 666, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
BARNÉOUD FRÈRES ET Cie, IMPRIMEURS (31.0566). LAVAL. N° 745. — 10-1947.